② PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 27. 1. November 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 28 am 11. November 1903.

INHALT.

Originalmitteilungen:
A. Kirschmann, Über Eisgewinnung und künstliche Vergletscherung. S. 797.
E. C. C. Baly, Die Spektren von Neon, Krypton und Xenon. S. 799.
H. Konen u. A. Hagenbach, Über die Linienspektra der Alkalien. S. 801.
G. W. Stewart, Die Spektralenergiekurve eines schwarzen Körpers bei Zimmertemperatur. S. 804.
E. van Aubel, Die Einwirkung von radioaktiven Körpern auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens. S. 807.
E. van Aubel, Über die elektrische Leitfähigkeit des Selens bei Anwesenheit von mit Ozon behandelten Körpern. S. 808.
E. Lopuchin u. A. Afanasieff, Über die Kapazität einer Geisslerschen Röhre im magnetischen Felde. S. 809.
E. Lecher, Über die Anwendung des elektrodenlosen Ringstromes zur Widerstandsmessung verdünnter Luft. S. 811.
C. Baumgart, Über den Druck im elektrischen Funken und über die Grössen $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v in demselben. S. 814.
G. Seibt, Experimente über die Phase elektrischer Schwingungen. S. 817.
A. Voller, Zur Frage der Fortpflanzung elektrischer Wellen in der Erdoberfläche. S. 820.

Besprechungen:
W. Herz, Chemische Verwandschaftslehre. Die Lehre von den Gleichgewichten in homogenen und heterogenen Systemen und von der Reaktionsgeschwindigkeit. S. 820.

Personalien. S. 820.
Tagesereignisse. S. 820.
Gesuche. S. 820.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Eisgewinnung und künstliche Vergletscherung.

Von A. Kirschmann.

Wenn man von der nur in verhältnismässig kleinem Massstabe möglichen künstlichen Eisbereitung mit Hilfe von Chemikalien, flüssiger Luft etc. absieht, so besteht die übliche Art der Eisgewinnung einfach darin, dass man das Eis eben da nimmt, wo die Natur dasselbe unaufgefordert hervorgebracht hat. Nun produziert aber die Natur auf Grund des eigentümlichen Umstandes, dass beim Wasser der Schmelz- oder Gefrierpunkt, ungleich anderen Stoffen, ganze vier Grad über der Temperatur der grössten Dichte liegt, das Eis nur in beschränkten Quantitäten an der Oberfläche der Gewässer, wo es als schlechter Wärmeleiter die darunter befindlichen Wasserschichten, nachdem dieselben die Temperatur von $+4^0$ erreicht haben, vor weiterer Temperatur-Erniedrigung schützt. Wäre das Eis schwerer als Wasser, so müssten in unseren und in mehr polaren Breiten alle in nicht sehr schneller Bewegung befindlichen Gewässer bis auf den Grund vereisen, und keine Sommersonne wäre imstande, sie mehr als oberflächlich aufzutauen.

Das Auftauen oder Schmelzen des Eises geschieht, wie das Gefrieren, proportional der Ausdehnung der der Schmelz- resp. Gefriertemperatur ausgesetzten Oberfläche. Ein Eiswürfel von einem Fuss Durchmesser braucht in einer gewissen Temperatur einen Tag zum Schmelzen. Eine Anzahl solcher Eiswürfel, in genügender Entfernung voneinander aufgehängt, gebraucht natürlich auch nur einen Tag. Fügt man aber acht solcher Würfel derart zusammen, dass sie einen grossen Würfel von linear zweifacher Ausdehnung bilden, so bietet derselbe der Schmelzung nicht die achtfache, sondern nur die vierfache Angriffsfläche. Er wird also die doppelte Zeit zum Schmelzen erfordern. Da aber das Eindringen der höheren Temperatur an Ecken und Kanten — wie überhaupt an allen Konvexitäten — begünstigende Bedingungen vorfindet, und der neue Würfel die Zahl und Schärfe seiner Ecken gar nicht geändert, die Gesamtlänge seiner Kanten aber nur auf das Doppelte erhöht hat, so wird der linear zweimal so grosse Block mehr als die doppelte Zeit zu seiner Verflüssigung bedürfen. Also: je grösser der Eisblock, desto langsamer die Schmelzung; denn die Masse des zu schmelzenden Eises nimmt mit der dritten Potenz, die der Tautemperatur exponierte Oberfläche aber nur mit dem Quadrate der linearen Ausdehnung zu. Nur für sehr grosse Eismassen wächst die zur Schmelzung nötige Zeit bei konstanter Temperatur der Umgebung und bei konstanter Form annähernd proportional der linearen Ausdehnung. Für kleinere Massen wächst sie aus den oben angeführten Gründen schneller. (Von einer exakteren Darstellung sehen wir ab, da sich dieselbe wegen der Unmöglichkeit der Konstanterhaltung der Umgebungstemperatur praktisch doch nicht verwerten liesse.) Braucht ein Eisblock von einem Fuss Durchmesser zu seiner Verflüssigung einen Tag, so dauert der Schmelzungsprozess bei gleicher Temperatur für einen Block von 100 Fuss Durchmesser mindestens 100 Tage.

Die Erhaltung des Eises in Temperaturen über dem Gefrierpunkt ist daher nicht lediglich eine Frage der Anwendung geeigneter Schutz-

vorrichtungen, sondern in erster Linie eine Sache der vorteilhaften Wahl des Zahlenverhältnisses zwischen Volum und Oberfläche. Es lässt sich für jede Temperatur die Grösse des Eiswürfels oder der Eispyramide berechnen, welche in einer gegebenen Zeit nicht zum Schmelzen gelangt. Ebenso lässt sich für jede geographische Breite, unter gebührender Berücksichtigung der klimatischen und Höhen-Verhältnisse, bei gegebener Form das Volum der Eismasse feststellen, welche, ohne Schutzmassregeln zu erfordern, die Summe aller eine Temperatur über 0^0 aufweisenden Zeitperioden des Jahres überdauern würde.

Es muss befremdlich erscheinen, dass man diesen Umstand bei der Eisgewinnung bisher nicht nutzbar gemacht hat. Anstatt im Winter mühsam und unter beträchtlichem Arbeitsaufwand Bruchstücke der dünnen Eisschicht auf Teichen, Seen und Flüssen zu sammeln und in die Eishäuser zu transportieren, sollte man das Eis an dazu eigens bestimmten, passend gelegenen Lokalitäten von der Natur an Ort und Stelle erzeugen lassen. Damit dies in grösseren Quantitäten, als die Natur es freiwillig zu thun pflegt, geschehen kann, braucht man nur zu verhindern, dass das bei den natürlichen Gewässern sich geltend machende Schutzprinzip zur Anwendung gelangt. Das heisst, man muss dafür sorgen, dass an der Oberfläche stets neu hinzutretendes Wasser der Gefriertemperatur ausgesetzt wird, und so das Volum des Eises ungleich schneller als seine Oberfläche vergrössert wird.

Das neugebildete Eis darf eben nicht an der Oberfläche bleiben. Das lässt sich durch künstliches Untertauchen allerdings nicht leicht bewerkstelligen, wohl aber durch stetiges Übergiessen mit der Gefriertemperatur nahem Wasser. Sobald die übergegossene Schicht erstarrt ist, muss durch Zufuhr von Wasser eine neue flüssige Schicht dem Gefrieren ausgesetzt werden. Dieser Prozess wird fortgesetzt, bis die Eismasse die erforderliche Dicke erreicht hat. Auf diese Weise lässt sich in ein paar kalten Winternächten eine Eisquantität in einem einzigen Stücke herstellen, die bei Anwendung der in Eishäusern üblichen Schutz- und Isoliervorrichtungen den ganzen Sommer zu überdauern imstande ist.

Die vorgeschlagene Art der Eiserzeugung könnte im grossen Massstabe entweder ganz oberirdisch oder, und vielleicht vorteilhafter, in eigens dazu hergestellten Vertiefungen zur Ausführung gebracht werden. Man denke sich einen Schacht, sagen wir 100 m im Geviert und 15—20 m tief, dessen Boden und Wände nach Art der Eishäuser durch schlechte Leiter von der Umgebung thermisch möglichst vollständig isoliert sind. Bei eintretendem Frost bedecke man den Boden dieses Schachtes einen halben Zoll hoch mit Wasser. Sobald die dünne Wasserschicht gefroren ist, lässt man eine zweite darüberfliessen, nach deren Erstarrung eine dritte, und so fort. Durch geeignete Anlage der Zuleitungsröhren kann leicht für begünstigende Vorkühlung des Wassers gesorgt werden. Auch lassen sich Einrichtungen denken, die die periodische Wasserzufuhr ganz automatisch durch die Temperatur selbst regeln. Vorrichtungen, um das gebildete Eis unter Wasser zu halten, sind nur für den Anfang des Verfahrens, d. h. für die ersten paar Schichten nötig. Bei Eintritt von Tauwetter wird der Schacht nach Art der Eishäuser geschlossen. Bei gutem Frostwetter lassen sich auf die angegebene Weise Eisschichten von mehreren Fuss Dicke in einer einzigen Nacht erzeugen, und ein paar recht kalte Januarwochen würden genügen, um eine für den ganzen Sommer zur privaten Versorgung, sowie zu Brauerei-, Heil- und anderen Zwecken ausreichende Eismenge zu gewinnen, die in der Zeit des Verbrauchs nach Bedarf bergmännisch oder nach Art eines Steinbruchs abgebaut werden könnte. Die oben gewählten Dimensionen der Anlage wären nach meiner Berechnung genügend, um in einer Stadt von 100000 Einwohnern jede Haushaltung (die Familie zu 5—6 Personen durchschnittlich gerechnet) die vier warmen Monate hindurch täglich mit 1 Kubikfuss Eis zu versorgen. Wie schon oben erwähnt, ist die Anlage eines Schachtes nicht unbedingt notwendig. Das ganze Verfahren lässt sich oberirdisch an jedem beliebigen Platze ausführen, wenn geeignete Vorrichtungen zum jeweiligen Festhalten einer Wasserschicht an der Oberfläche des bereits gebildeten Eises getroffen werden. Wenn es auf die Gestalt des zu gewinnenden Eisblockes nicht ankommt, so geben durch Zerstäubermundstücke hervorgerufene Sprühregen, deren Geschwindigkeit und Grad der Zerstäubung je nach dem Kältegrad so abgestuft werden, dass alles niederfallende Wasser bei seinem Auftreffen zum Gefrieren gelangt, das einfachste Mittel ab.

Das hier vorgeschlagene Verfahren der Eisgewinnung hat vor den bisher üblichen folgende Vorzüge:

1. Die zur Gewinnung des Eises benötigten Arbeitskräfte und sonstigen Kosten sind verschwindend klein im Vergleich zu denjenigen der bisher üblichen Methode. Der vielleicht um ein geringes grössere Arbeitsaufwand, den der Abbau erfordert, wird dadurch aufgewogen, dass sich die Erhaltung des Eises in einem einzigen riesigen Block wesentlich einfacher stellt.

2. Das Verfahren gestattet die Verwendung guten, vielleicht filtrierten, Wasserleitungs- oder Quellwassers, und das so gewonnene Eis ist

daher dem bisher üblichen Flusseis oder gar dem auf stehenden Gewässern gewonnenen in gesundheitlicher Beziehung sicher vorzuziehen.

3. Das Verfahren ist auch in milden Wintern und in solchen geographischen Breiten anwendbar, wo die Wintertemperatur nur für kurze Zeit unter den Gefrierpunkt sinkt.

Es darf hier nicht unerwähnt bleiben, dass die Natur ein ähnliches Verfahren in vereinzelten Fällen selbst einschlägt. Die nie versiegende Eisquelle in gewissen Höhlen in Ungarn und Südfrankreich hat ihre Ursache nicht, wie gefabelt wird, in besonders günstigen kalten Winden, oder in zufällig wirksamer Verdunstungskälte, sondern lediglich in dem Umstande, dass die fast von allen Seiten geschützten Eismassen der die Schmelzung bewirkenden warmen Luft nur eine verhältnismässig geringe Fläche zum Angriff bieten, und dass das Wasser in der kalten Jahreszeit genötigt ist, über die Eismassen hinwegzufliessen und durch Neugefrierung die letzteren um ein grösseres Quantum zu vermehren, als im Sommer durch Schmelzen verloren wird.

Durch Sprühregen wird im Winter bei jedem Wasserfalle Eis geschaffen, und zu welch riesigen Quantitäten es dabei kommen kann, davon kann man sich anschaulich überzeugen, wenn man nach einer frostigen Dezember- oder Januarwoche die Niagarafälle besucht. Dass es bei kleineren Fällen meist nicht zu grösseren Eismassen kommt, rührt daher, dass erstens das entstandene Eis weder vor Verdunstung noch vor Tauwetter geschützt ist, dass zweitens der Staubregen stationär ist, und dass drittens die Grösse, Geschwindigkeit und Temperatur der fallenden Wasserteilchen keineswegs in einer der Eisentstehung günstigen Weise abgestuft sind.

Die vorgeschlagene Methode zur Eisgewinnung legt übrigens den Gedanken der Nutzbarmachung des Eises noch in einer anderen Richtung nahe. Gletscher und Waldungen sind die Regulatoren der Gebirgswässer. Wo beide fehlen, vollzieht sich der Abfluss der durch die atmosphärischen Niederschläge gelieferten Wassermassen in periodischen, durch Zeiten relativer oder vollständiger Austrocknung getrennten Überschwemmungen, welch letztere, neben ihrer grobmechanischen zerstörenden Wirkung, durch Fortführung des vegetationsfähigen Bodens das Land der Umgebung allmählich in immer grösserem Umkreis entwerten. Liegt da der Gedanke nicht nahe, die Regulierung der zeitlichen Wasserverteilung, da wo Charakter und Höhenlage des Gebirges es möglich erscheinen lassen, durch künstliche Vergletscherung zu unterstützen? Das nimmt sich auf den ersten Blick wie ein Hirngespinst eines Verrückten aus. Wenn man aber bedenkt, dass das Perennieren, oder, wenn man mir diesen Ausdruck erlauben will, das „Übersommern" eines Gletschers bei gegebenen geographisch-klimatischen und Höhen-Verhältnissen nur eine Sache der räumlichen Form- und Volumverhältnisse ist, dann rückt das Projekt sofort in greifbare Nähe. Bei Anwendung des vorstehend vorgeschlagenen Verfahrens der Gewinnung natürlichen Eises liessen sich beispielsweise in einem Hochthale des Riesengebirges mit Leichtigkeit Eisklötze herstellen, die im Sommer, auch ohne Schutzvorrichtungen, nicht vollständig zum Schmelzen kommen könnten. Ein paar der meteorologischen Beobachtungsstation beigegebene Arbeitskräfte würden imstande sein, in einem einzigen Winter einen ganz ansehnlichen Miniaturgletscher hervorzurufen. Sie brauchten nur dafür zu sorgen, dass einige der vorhandenen Gebirgswässer fortwährend gezwungen würden, nicht unter den bereits gebildeten Eisschichten hindurch, sondern über sie hinweg zu fliessen. Vielleicht wären auch einige Vorrichtungen zur Sammlung und Verteilung sowie zur Regulierung des Gefälles der verfügbaren Wässer notwendig. Ist dann einmal ein Nukleus eines den Sommer überdauernden Gletschers geschaffen, so gestaltet sich die Erweiterung mit zunehmender Grösse immer leichter. Und je grösser der Gletscher wird, um so mehr wird die Natur selbst durch Änderung der Temperatur- und Niederschlagsverhältnisse an seiner Erhaltung und Erweiterung mithelfen.

(Eingegangen 9. September 1903.)

Die Spektren von Neon, Krypton und Xenon

Von E. C. C. Baly.

Kurz nach der Entdeckung der Gase Neon, Krypton und Xenon durch Ramsay und Travers im Jahre 1898 wurden Messungen ihrer Spektren vermittels des grossen Prismenspektrographen des University College ausgeführt. Diese Messungen wurden jedoch nicht veröffentlicht, weil zur Zeit ein grosses Rowlandsches Beugungsgitter konstruiert wurde und es der Mühe wert erschien, eine vollständige Untersuchung dieser Spektren mit dem neuen Apparate auszuführen, dessen Genauigkeit weit grösser war, als man diese mit dem Prismenspektrographen erzielen konnte. Seit Anfang der Arbeit sind drei Serien von Messungen veröffentlicht worden, und zwar die erste durch Runge; dieselbe bezieht sich auf gewisse Linien im Krypton-Spektrum. (Astrophys. Journ. X, 73 (1899.) Die zweite und dritte Versuchsreihe bezw. über die Spektren der leichten und schweren Bestandteile der atmosphärischen Luft

wurde von **Liveing** und **Dewar** ausgeführt (Proc. Roy. Soc. 67 467 [1900] und 68 389 [1901]). Diese Messungen sind jedoch keineswegs vollständig, und ferner sind letztgenannte nur auf die nächste Ångström-Einheit ausgedrückt. Die Genauigkeit meiner Messungen beträgt wahrscheinlich $\pm$0,03 Å.E., soweit man nach der Übereinstimmung unter den verschiedenen Spektrenordnungen urteilen darf. Das angewandte Beugungsgitter hat eine Brennweite von 10 Fuss und 14,438 Linien pro Zoll. Die Gase wurden in jedem Falle vermittels der Entladung eines Induktionsapparates durch dieselben bei erniedrigtem Drucke beleuchtet. Es wurden Vakuumröhren mit den einzelnen Gasen angefüllt und das glühende Gas in einem kapillaren Teile wurde der Länge nach durch ein Quarzfenster beobachtet. Die Gase verursachen viel Mühe, wenn mit ihnen angefüllte Vakuumröhren benützt werden, und zwar zunächst weil sie fortwährend von den Elektroden absorbiert werden, und ferner, weil die Elektroden auf eine weit höhere Temperatur erhitzt werden, als dies bei gewöhnlichen Gasen der Fall ist. Starker Aluminiumdraht wird auf diese Weise mit ganz schwachen Strömen sehr leicht zum Schmelzen gebracht. Es war nötig, Elektroden von ganz besonderer Konstruktion zu benützen, damit diese der Heizwirkung widerstehen konnten; dabei wurde darauf geachtet, dass der Platinteil nicht mit gewöhnlichem Natriumglas in Berührung kam. Diese Erhitzung der Elektroden hatte eine weit grössere Entwickelung von Wasserstoff durch dieselben zur Folge, so dass es nötig wurde, beim Füllen einer Vakuumröhre mit einem dieser Gase eine Füllung zunächst mit Argon vorzunehmen, welches dann, nachdem die Entladung einige Zeit vor sich gegangen war, ausgepumpt wurde; hierauf konnte das neue Gas eingelassen werden.

Alle Gase geben helle Linienspektren, die in jedem einzelnen Falle durchaus charakteristisch sind. Nur Neon giebt ein einziges Spektrum, während sowohl Krypton als Xenon je zwei Spektren liefern, und zwar das eine bei gewöhnlicher Entladung und das andere, wenn eine Leydener Flasche und eine Funkenstrecke eingeschaltet werden. Dies Verhalten ist dem des Argon ähnlich. Es sind 40 Linien von schwacher Intensität vorhanden, welche den im letzteren Falle von Krypton und Xenon gelieferten Spektren gemeinsam sind. Dies dürfte möglicherweise auf das Vorhandensein eines weiteren Elementes von höherem Atomengewicht in derselben Reihe schliessen lassen. Das Aussehen der Spektren ist charakteristisch und sehr schön. Die Farbe der Entladung ist ein glänzendes Orange und das Spektrum besteht fast vollständig aus hellen Linien im Rot und Orange. Wenn die gewöhnliche Entladung durch Krypton hindurchgeschickt wird, so besteht das Spektrum aus einigen wenigen Linien, von denen die gelben und grünen Linien und eine Gruppe im Blau die wichtigsten sind. Da diese Linien ungefähr dieselbe visuelle Intensität besitzen, so ist die Farbe der Entladung unbestimmt und wird von den einzelnen Beobachtern verschiedenartig gedeutet. Das bei Einschaltung der Leydener Flasche und Funkenstrecke erhaltene Spektrum zeigt andererseits eine schöne himmelblaue Farbe und enthält eine beträchtliche Anzahl von Linien. Die einfache Entladung durch Xenon ist nicht sehr farbenprächtig und zeigt eine bläuliche Farbe; sie wird durch eine Gruppe blauer Linien charakterisiert, die brechbarer sind als die Gruppe im ersten Krypton-Spektrum. Das zweite Xenon-Spektrum ist ausserordentlich komplex; dasselbe ist gekennzeichnet durch gewisse farbenprächtige grüne, die Färbung der Entladung bestimmende Linien.

Eine interessante Erscheinung tritt bei Krypton und Xenon ein; wenn der Druck in den Vakuumröhren nicht unterhalb einer gewissen Grenze bleibt, so sind die Linienspektren alle sehr diffus; dies kann beim Füllen der Vakuumröhren stets beobachtet werden. Wenn jedoch der Druck langsam erniedrigt wird, so werden die Linien vollständig scharf und wohl definiert; der Grenzdruck beträgt ungefähr 1 bis 2 mm.

Ich habe auch die Spektren des Argon vor und nach dem Fraktionieren vermittels flüssiger Luft miteinander verglichen und gefunden, dass gewisse Linien im Spektrum nach diesem Verfahren verschwinden. Drei von diesen Linien gehören dem Krypton an, während ich die anderen bisher noch nicht habe unterbringen können.

Die wichtigsten Linien in dem sichtbaren Bereich des Spektrums sind in folgenden Tabellen gegeben:

Neon-Spektrum.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
6402,40	10	6096,37	10
6383,15	8	6074,52	10
6328,38	6	6030,20	10
6304,99	8	5975,78	8
6266,66	10	5974,73	6
6217,50	8	5944,91	10
6182,37	10	5882,04	8
6163,79	10	5852,65	20
6143,28	10	5764,54	8
6128,63	8	4259,53	6

Das erste Krypton-Spektrum.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
5871,12	10	4454,12	10
5570,50 [1]	10	4400,11	6
5562,45	6	4376,33	10
4672,40	10	4362,83	9
4624,48	10	4319,76	10
4502,56	9	4318,74	8
4501,13	7	4274,15	10
4463,88	10		

Das zweite Krypton-Spektrum mit Leydener Flasche und Funkenstrecke.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
5633,17	6	4109,38	6
4765,90	6	4098,89	7
4762,60	5	4088,48	8
4739,16	7	4067,53	5
4659,04	5	4065,22	8
4634,05	5	4057,17	8
4619,31	6	4050,62	5
4615,46	5	4044,80	5
4577,40	6	3998,10	5
4523,32	5	3994,98	6
4475,18	7	3954,90	5
4355,67	10	3920,29	8
4317,98	5	3917,76	6
4300,67	5	3912,69	5
4293,10	6	3906,37	8
4145,28	6		

Das erste Xenon-Spektrum.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
4923,28	6	4524,83	6
4916,63	6	4501,13	10
4807,19	6	4193,70	8
4734,30	8	4116,25	7
4697,17	7	4109,84	5
4671,42	10	4078,94	10
4624,46	15	3967,74	10
4582,89	5	3951,16	10

Das zweite Xenon-Spektrum mit Leydener Flasche und Funkenstrecke.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
6097,80	7	5460,63	6
6051,36	7	5450,71	5
6036,40	6	5439,19	8
5976,67	7	5419,40	10
5751,28	5	5372,62	8
5727,15	5	5339,56	9
5719,83	6	5314,15	8
5667,85	6	5292,40	10
5659,67	5	5262,16	5
5616,99	6	5260,65	5
5531,33	7	5191,60	5
5472,90	7	5080,88	7

1) Wahrscheinlich die grüne Nordlichtlinie.

Die Spektren von Neon, Krypton und Xenon.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
4921,68	6	4415,00	7
4890,24	5	4406,99	5
4887,47	5	4395,91	10
4883,68	6	4393,34	10
4876,68	7	4330,63	15
4862,69	8	4296,52	5
4844,50	10	4245,54	10
4823,47	6	4238,37	10
4698,20	5	4223,14	5
4683,76	5	4215,77	5
4652,15	6	4214,17	5
4615,72	5	4213,80	5
4603,21	10	4208,61	6
4592,22	6	4193,25	8
4585,65	10	4180,20	10
4577,36	6	4158,14	5
4545,34	8	4145,85	5
4541,03	8	4109,20	6
4532,67	5	4057,55	5
4524,38	5	4050,19	6
4481,01	7	3992,98	5
4462,38	20	3950,70	8
4448,28	10	3922,67	10
4434,35	6	3908,00	7

Die Gesamtzahl der in den fünf Spektren gemessenen Linien war folgendermassen:

Neon	164	Linien
Krypton I . . .	74	„
Krypton II . . .	700	„
Xenon I . . .	92	„
Xenon II . . .	1370	„

17 Linien sind den beiden Krypton-Spektren und 7 denen des Xenon gemeinsam.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 29. September 1903.)

Über die Linienspektra der Alkalien.

Von H. Konen und A. Hagenbach.

Vor kurzem konnten wir zeigen [1]), dass im Bogenspektrum des Natriums mit Hilfe kleiner Konkavgitter eine Reihe Linien nachweisbar sind, die bisher nur von Lenard nach einer durchaus abweichenden Methode beobachtet wurden.[2]) Es liess sich ferner nachweisen, dass diese Linien sowie einige andere in Serien zusammengefasst werden können, die ungefähr an derselben Stelle auslaufen, wie die erste Nebenserie, und deren Zahl und Lage den Vergleich mit den Spektren der Heliumgruppe nahelegt.

1) H. Konen und A. Hagenbach, diese Zeitschr. 4, 592—594, 1903.
2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 11, 636—650, 1903.

Wir haben nun versucht, auch bei den Spektren der übrigen Alkalien ähnliche Serien aufzufinden, um festzustellen, ob man es hier mit einer den Spektren dieser Elementgruppe gemeinsamen Eigenschaft zu thun hat. Es möge sogleich vorangeschickt werden, dass unsere Bemühungen bisher nur bei Lithium Erfolg hatten, soweit der Spektralbezirk unterhalb 5800 in Betracht kommt. Dagegen gelang es uns beim Rubidium eine Anzahl von bisher garnicht oder nicht im Bogen beobachteten Linien zu messen, die freilich alle den schon bekannten Serien angehören.

Die Spektra wurden im Kohlebogen, in der Flamme und im Funken beobachtet. Als Flamme wurde ein Sauerstoff-Leuchtgasgebläse verwendet, in das die betreffenden Salze, meist als Carbonate auf dünne Kohlestäbchen geschmolzen, in reichlicher Menge eingeführt wurden. Während die Aufnahmen auf diese Weise leicht gelingen und insbesondere auch schöne Bandenspektra liefern, auf welche wir bei anderer Gelegenheit zurückzukommen gedenken, bietet die Erzeugung eines kräftigen Funkens grössere Schwierigkeiten. Wir weisen für diesen Punkt auf die Beschreibung hin, welche Eder und Valenta bei Gelegenheit ihrer Untersuchung über die Funkenspektra des Natriums, Kaliums und Kadmiums geben.[1]) Wir benutzten schliesslich einen dem Ederschen völlig nachgebildeten Funkenapparat und kamen am besten zum Ziel, wenn wir den Funken möglichst klein machten und ihn in Wasserstoffatmosphäre zwischen Metallelektroden überschlagen liessen. Um das Wasserstoffspektrum etwas zurückzuhalten, wurde dann noch Selbstinduktion eingeschaltet.

Nur in dem Bogen und in der Flamme konnten wir nun bisher nicht beobachtete Linien finden. Dabei giebt die Flamme ganz besonders klare und starke Bilder und die mit ihrer Hilfe hergestellten Photographien zeigen die Linien der Alkalien ungewöhnlich scharf im Vergleich zum Bogen, wo die Nebenserien insbesondere einen sehr unscharfen Charakter haben.

Unsere Aufnahmen sind mit einem Konkavgitter von 1 m Krümmungsradius hergestellt, haben 10 A.E. auf 0,593 mm und umfassen vorläufig nur das Spektrum von 5800 abwärts. Wir möchten hervorheben, dass sich unsere Angaben, wo nicht ausdrücklich anders bemerkt, daher nur auf diesen Bereich beziehen.

Was zunächst das Lithium betrifft, so hat bereits vor einiger Zeit der eine von uns[2]) eine Linie beobachtet, die auf der weniger brechbaren Seite der Linie $\lambda = 4603{,}04$ gelegen, nach Rot hin diffus ist und die Wellenlänge 4636,14 besitzt. Dieser Linie entsprechen nun eine Reihe weiterer, die den anderen Gliedern der ersten Nebenserie in vollkommen analoger Weise benachbart sind. Auch sie haben ein sehr verwaschenes Aussehen und kehren ihre schärfere Seite nach Violett hin. Da sich mit der steigenden Ordnungszahl der neuen Linien ihr Abstand von den Gliedern der ersten Nebenserie immer mehr vermindert und ihre Unschärfe gleichzeitig mit den Gliedern der genannten Serie zunimmt, die Breite der letzteren aber infolge der Anwendung grosser Substanzmengen und der langen Exposition ungewöhnlich gross ist, so geraten die neuen Linien schon von $\lambda = 3915$ ab in den Schatten der Linien der ersten Nebenserie und sind nur noch als kontinuierliche Streifen zu sehen, deren Messung nicht möglich ist.

Da die in Rede stehenden Linien anscheinend jedes Glied der ersten Nebenserie begleiten, so war zu erwarten, dass man auch oberhalb der Linie $\lambda = 6103{,}8$ eine neue Linie finden müsse. Der Versuch bestätigte diese Vermutung. Wir konnten bei $\lambda = 6240{,}8$ eine nach Rot unscharfe Linie mit dem Auge auffinden, die in ihrem Charakter den im blauen Teil des Spektrums beobachteten entsprach und sich auch schon durch die Abhängigkeit ihrer Intensität von der der Nachbarlinie als dem Lithium angehörig charakterisierte.

Man hat somit die Linien:

$\lambda = 6240{,}8$ $\lambda = 4636{,}14$ $\lambda = 4149{,}1$ $\lambda = 3924$,

von denen der letzte Wert bereits recht unsicher ist.

Da infolge des unscharfen Charakters der neuen Linien eine genaue Wellenlängenbestimmung nicht möglich ist, kann man auf die Zusammenfassung der Linien in eine Serie kein grosses Gewicht legen, was den Wert der Konstanten betrifft. Wohl aber wird man über den allgemeinen Charakter der Serie einigen Aufschluss gewinnen. Man erhält aus den drei ersten Linien für die Schwingungszahl n die Gleichung

$$n = 28\,538{,}0 - 110034\,\nu^{-2} - 23306\,\nu^{-4}.$$

Setzt man $\nu = 2$, so erhält man, wie bei den meisten übrigen Serien, einen negativen Wert; $\nu = 3, 4, 5$ liefern die drei ersten Linien; $\nu = 6$ giebt $\lambda = 3927$, während 3924 beobachtet ist; $\nu = 7$ würde $\lambda = 3804$ ergeben. Allein hier ist infolge der Nachbarschaft der Linie 3795 keine Beobachtung mehr möglich. Weiterhin zeigt der Betrag des ersten Koeffizienten, dass die Serie, analog wie bei Natrium, ungefähr an derselben Stelle ausläuft wie die erste Nebenserie, deren entsprechender Wert 28586 lautet. Auch der zweite Koeffizient passt vollkommen zu den korrespondierenden Werten der anderen Lithiumserien.

1) J. M. Eder und E. Valenta, Denkschr. Wien. Akad. 61, 347—64, 1894.

2) A. Hagenbach, Ann. d. Phys. 9, 729—741, 1902.

Es ist a priori zu erwarten, dass die neuen Linien eigentlich Paare sind. Allein wenn schon bei den Gliedern der ersten Nebenserie die Isolierung der Komponenten Schwierigkeiten macht, so dürfte ein solcher Versuch bei unseren Linien aussichtslos sein. Wir sahen denn auch nur einige Male mit dem Auge an der Linie 6240 Umkehrungen, die sich als die Auflösung dieser Linie in ein Paar deuten liessen. Bei dieser Gelegenheit haben wir auch die Umkehrungserscheinungen der Linie 6103 mit dem Auge unter variierenden Bedingungen beobachtet. Es zeigte sich bei grosser Dampfdichte eine doppelte Umkehr, die vollkommen der von einem von uns an der Linie 4603 beobachteten entsprach und somit auch für diese Linie zu derselben Auffassung führt, die für die Linie 4603 entwickelt wurde.

Alle erwähnten Linien traten nur im Kohlebogen auf und wurden weder in der Flamme noch im Funken beobachtet.

In dem Spektrum des Kaliums haben wir keine neuen Linien gefunden.

Dagegen gelang es, in dem Spektrum des Rubidiums einige neue Linien zu erhalten. Bei diesem Element reichen die Messungen von Kayser und Runge bis zu dem Paare 5431/5362, das zu dem Werte $n = 7$ in der Formel für die erste Nebenserie gehört. Ausserdem hat in älterer Zeit Lecoq in der Flamme Linien bei $\lambda = 5259$, 5161, 5085, 5021 beobachtet, die von Kayser und Runge auf das Rowlandsche System umgerechnet wurden und zu den Werten $n = 8$, 9, 10 und (11?) gehörten. In neuerer Zeit hat dann Ramage[1]) in der Gebläseflamme dieselben Linien gefunden und ausserdem noch Linien bei $\lambda = 5151$, 5076, 5017, 4983, 4967 (?), 5579, 5391, 5322, 5234 gemessen, von denen die fünf ersten der ersten Nebenserie, die vier letzten der bisher nicht beobachteten zweiten Nebenserie angehören.

1) H. Ramage, Astrophys. J. **16**, 43—52, 1902.

Zunächst zeigte sich nun, dass ein grosser Teil dieser Linien auch im Bogen erhalten werden kann. Die Gebläseflamme giebt aber ein noch linienreicheres Spektrum, während im Funken nur die Hauptlinien auftreten. Mit steigender Ordnungszahl nimmt auch hier die Unschärfe der Linien zu, so dass die Messung derselben mit grossen Fehlern behaftet ist. Wir stellen die unterhalb 5600 beobachteten Linien in der folgenden Tabelle zusammen. Mit I, II wird die erste, resp. zweite Nebenserie bezeichnet; die Ziffer dahinter giebt die Ordnungszahl. Wir haben uns in der Verteilung der Linien an die Kayser-Rungesche Formel gehalten, während Ramage eine etwas andere Anordnung wählt. Die Linien der ersten Nebenserie oberhalb 5148 sind der Kürze wegen weggelassen.

Im einzelnen ist hierzu noch zu bemerken, dass die Linie 5165, welche auch Lecoq gemessen hat, im Gegensatz zu den anderen Linien scharf ist und daher vielleicht einem anderen Element angehört. Die Linie 5037 konnten wir nicht finden. Da sie sich gleichzeitig nicht in die Serien einordnet, dürfte sie wohl einer Verunreinigung zuzurechnen sein. Endlich ist die Linie 4926 anscheinend doppelt, ihr Wert unsicher.

Sodann haben wir auch das Linienspektrum des Cäsiums in vollkommen entsprechender Weise nach neuen Linien durchsucht. Wir

Rubidium.

Flamme				berechnet		Bogen
Lecoq[1])	Ramage	*n*	*Kn* und *Hg*	Kayser und Runge	*n*	*Kn* und *Hg*
	5654,2	II. 5	5654,2	5654,2[2])		5654,2
	5579,3	II. 5	5579,0			5579,0
	5391,3	II. 6	5390,1			5390,1
	5322,8	II. 6	5322,0			5322,0
	5234,6	II. 7	5233,9			5233,9
5161,8	5165,35		5165,2			5165,2
	5151,2	I. 8	5151,5	5148,1	I. 9	5151,5
	5132	II. 8	5132,9			5132,9
5085,8	5089,5	I. 8	5088	5086,4	I. 9	5088
	5076,3	I. 9	5076	5072,5	I. 10	5076
	5037					
5021,8	5023	I. 10	5023	5017,9	I. 11	5023
	5017	I. 9	5015	5012,0	I. 10	
	4983	I. 11	4982	4976,9	I. 12	
	4967		4963	4958,6	I. 11	
			4953	4946,1	I. 13	
			4926	4919,1	I. 12	
			4892	4888,4	I. 13	

1) Nach Kayser und Runge. 2) Diese Linie ist von Kayser und Runge im Bogen gemessen.

konnten dabei sämtliche Linien identifizieren, welche Ramage unterhalb 5750 gefunden hat, mit alleiniger Ausnahme der Linie 5209, die daher dem Cäsium wohl nicht angehören dürfte, um so mehr, als sie sich den Serien nicht einordnet.

Zum Schlusse möchten wir darauf hinweisen, dass wir unser negatives Resultat bei den Spektren des *K*, *Rb*, *Cs* keineswegs als endgültig betrachten dürfen. Denn bei der steigenden Unschärfe in den höheren Gliedern der neuen Serien und ihrer engen Nachbarschaft mit den Linien der Nebenserien wird es wahrscheinlich leichter sein, die Linien von kleinerer Ordnungszahl aufzufinden. Diese fallen jedoch in Gebiete, die der photographischen Durchmusterung für schwache Linien sehr ungünstig sind, sobald wir von *Li* und *Na* zu höheren Atomgewichten übergehen.

Bonn, den 14. Oktober 1903.

(Eingegangen 15. Oktober 1903.)

Die Spektralenergiekurve eines schwarzen Körpers bei Zimmertemperatur.

Von G. W. Stewart.

In den letzten 10 Jahren ist die Emission fester Körper mit grosser Aufmerksamkeit untersucht worden. Eine ausgezeichnete Zusammenfassung der experimentellen und theoretischen Untersuchungen von Paschen, Lummer, Pringsheim, Wanner, Rubens, Kurlbaum, Wien, Rayleigh und Planck ist in Band II von Kaysers Handbuch der Spektroskopie zu finden.

Die Messungen der Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers sind bei Temperaturen zwischen ungefähr 1800° abs. und 373° abs. ausgeführt worden. Langley[1]) glaubte, Daten für die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers bei —20° C. erhalten zu haben, und Mendenhall und Saunders[2]) behaupteten, die Energiekurve eines schwarzen Körpers bei —90° C. gefunden zu haben. Es wird sich hier bald ergeben, dass die Auslegung dieser Ergebnisse unzutreffend war.

Lummer und Pringsheim[3]) erzielten einen kleinen Teil des Spektrums eines Schirmes bei Zimmertemperatur, wie dieser bei ihren Versuchen zur Verwendung kam.

Der bei Messungen der Spektralenergiekurve eines schwarzen Körpers angewandte Apparat bestand aus einem Spiegelspektrometer und einem Bolometer.

1) Am. J. of Science **31**, 1, 1886.
2) Astrophys. J. **13**, 25, 1901.
3) Verh. d. D. Phys. Gesell. **2**, 12, 163, 1900.

Der schwarze Körper wurde gegenüber dem Spalt des Spektrometers angebracht; die emittierte Energie ging durch das Spektrometersystem hindurch und bildete ein prismatisches Spektrum am Bolometerstreifen. Die Temperaturveränderung des Bolometerstreifens kam dann auf Rechnung des zwischen ihm und dem schwarzen Körper stattfindenden Energieaustausches, und wenn die Zimmertemperatur von der des schwarzen Körpers genügend verschieden war, so konnte die von dem Bolometerstreifen ausgesandte Energie vernachlässigt werden. Wenn man versuchte, die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers bei Zimmertemperatur nach dieser Methode zu finden, so würde es nötig sein, die Temperatur von Spektrometer und Bolometer weit unterhalb der des Zimmers zu wählen.

Da dies nun ganz unzulässig ist, so wurde bei der hier beschriebenen Arbeit eine andere Vorrichtung verwandt. Ein Radiometer und ein Spiegelspektrometer wurden auf Zimmertemperatur erhalten und die Temperatur des schwarzen Körpers auf die von flüssiger Luft erniedrigt. Bei einer derartigen Anordnung ist, da die Ablenkungen des Radiometers zu dem resultierenden Energieaustausch proportional sind, und da die von dem schwarzen Körper emittierte Energie im Verhältnis sehr klein ist, die erhaltene Ablenkung wirklich proportional zu der Emission des Radiometerflügels nach dem schwarzen Körper.

Langley, sowie Mendenhall und Saunders sahen die Sache nicht von dieser Seite an. Sie scheinen angenommen zu haben, dass ihre Messungen ihnen die Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers ganz unabhängig von dessen Temperatur ergaben.

Apparat und Einstellung.

Die Einrichtung von Spektrometer und Radiometer, Fig. 1, ist so ziemlich dieselbe,

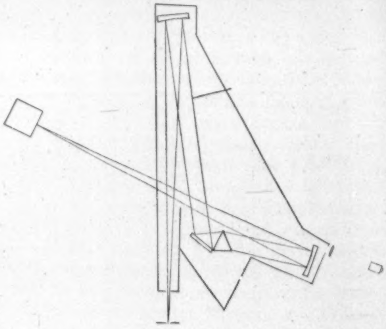


Fig. 1.

wie die in einem früheren Artikel [1]) beschriebene. Die Spiegel hatten eine Brennweite von 55,7 cm und eine Öffnung von 9 cm. Die Spiegelprismenvorrichtung von Wadsworth [2]) wurde benutzt, weil das Radiometer sich stationär erhalten liess und weil die gemessene Strahlung stets unter dem Minimum der Ablenkung durch das Prisma hindurch ging; das Prisma bestand aus Steinsalz und der Brechungswinkel betrug $59^0\ 47'\ 53''$.

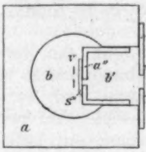


Fig. 2.

Fig. 2 ist ein horizontaler Querschnitt des Radiometers. Das Instrument ist dasselbe, das bei der obenerwähnten Arbeit zur Verwendung kam, abgesehen von einigen wenigen bei diesem Spezialversuch notwendigen Abänderungen.

a ist der 5 cm $\times$ 5 cm messende Bronzeblock mit senkrechter Ausbohrung b, von 3 cm Durchmesser; a' ist eine Messingplatte mit vertikalem Spalt, welche vorn an eine horizontale Ausbohrung b' von 2 cm Durchmesser angelötet ist; a'' ist eine Messingröhre mit Vertikalspalt von 2 mm Breite am verschlossenen Ende; die Röhre passt in die Ausbohrung b'; s' und s'' sind Steinsalzplatten, und bei v sind die Flügel angebracht. Die Platte s' wurde zur Erzielung eines Vakuums benutzt, während s'' als Wand dient, wie eine solche für eine empfindliche Radiometerwirkung wesentlich ist. Die Radiometerflügel wurden so konstruiert, dass sie einem vollkommen schwarzen Körper so nahe wie möglich kamen.

Wenn auch der Strahlungsflügel sich in einer Aushöhlung befindet, so hängt doch seine Ablenkung nicht von dem Gesamtbetrage der aus der Aushöhlung ausgestrahlten Energie, sondern nur von der durch den Flügel emittierten Energie ab. Die Flügel sind aus Platin und sind mit Platinschwarz überzogen. Kurlbaum [3]) hat gezeigt, dass ein Überzug von Platinschwarz von $\frac{200 \text{ gr}}{\text{dm}^2}$ bei 100^0 C. ungefähr 97 Proz. der Strahlung eines idealschwarzen Körpers bei dieser Temperatur auswendet. Um mindestens eine Dicke von $\frac{200 \text{ gr}}{\text{dm}^2}$ zu erzielen, wurde ungefähr der vierfache Betrag elektrolytisch nach der Kurlbaumschen Methode niedergeschlagen. Wenn der Flügel auch mindestens 97 Proz. von der Energie eines idealschwarzen Körpers bei 100^0 C. emittierte, so folgt daraus doch nicht, dass die Energieverteilung im Spektrum des Radiometerflügels bei Zimmertemperatur auch nur annähernd dieselbe gewesen wäre wie die eines idealschwarzen Körpers von derselben Temperatur. Dieser Punkt soll in einem anderen Teile vorliegender Arbeit näher erörtert werden.

Die Rotation des Radiometerflügels wurde vermittels Fernrohr und Skala abgelesen.

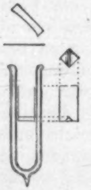


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt den Apparat, welcher dem Spektrometerspalt gegenüber angebracht wurde. Der schwarze Körper war ein länglicher Zinnkasten mit oberer Verschlussplatte, der im Inneren stark mit Lampenruss überzogen war. Ein V-förmiger Streifen wurde am Boden angebracht, um die direkte Spiegelung zu vermindern. Dieser annähernd schwarze Körper wurde in flüssiger Luft in eine Dewarsche Röhre gehängt; dieselbe wurde so lange gehoben oder gesenkt, bis der Kasten gerade schwamm. Der schwarze Körper wurde auf diese Weise in derselben Stellung erhalten. Oberhalb der Röhre wurde ein aus Glas und Zinn bestehender Schirm und darüber ein konkaver Spiegel von ungefähr 11 cm Radius und 7 cm Öffnung angebracht. Spiegel, Schirm und Röhre wurden dem Spektrometerspalt gegenüber angebracht; die Entfernungen waren so, dass das Bild des Spaltes des schwarzen Körpers auf den Spektrometerspalt fiel. Wenn dieser schwarze Körper zwar nicht ideal schwarz war, so war er es doch mit genügender Annäherung.

Der Prismentisch wurde zunächst so eingestellt, dass Natriumlicht vom Spektrometerspalt durch das Prisma unter dem Minimum der Ablenkung hindurchging. Der zweite Spiegel wurde hierauf so weit gedreht, dass das Bild des Spektrometerspaltes auf den Radiometerspalt fiel, und das Radiometer sich bei einer bekannten Wellenlänge, nämlich der der D-Linien, befand.

Bei Beobachtungen in verschiedenen Teilen

1) Phys. Rev. **13**, 257 1901.
2) Phil. Mag. **38**, 337.
3) Wied. Ann. **67**, 846, 1899.

des Spektrums wurde der Prismentisch über einen Winkel gedreht, welcher die Hälfte der Veränderung der Minimalablenkung betrug. Das den Radiometerspalt treffende Licht wurde von der Steinsalzplatte, die sich dicht dahinter befindet, teilweise reflektiert. Die in der Nähe des zweiten Spiegels in Fig. 1 angegebene Linse war so eingestellt, dass dieses reflektierte Licht auf dieselbe fiel und sich ihr Brennpunkt im Okular des Mikroskops befand. Wenn man in das Okular hineinsah, so konnte man bestimmen, wann das Spektrometerbild mit dem Radiometerspalt zusammenfiel. Diese Einstellung konnte durch Drehung des Prismentisches bis auf 10″ nach der Ablesung auf dem Spektrometer erfolgen; ein Fehler von 10″ würde weniger als 0,01 μ bei irgend einer der hier betrachteten Wellenlängen bedeuten.

Die relative Stellung des Spiegels und des Radiometerspaltes war von grosser Wichtigkeit, da Flügel und Spalt dieselbe Breite hatten und, wenn der Flügel nicht unmittelbar sich hinter dem Spalte befand, der wirksame Spalt nicht nur schmäler wurde, sondern sich sogar verschob. Diese Verschiebung verursachte einen Fehler in der Berechnung der Wellenlänge. Um diesen Fehler zu vermeiden, wurde der Flügel so genau wie möglich mit dem Auge eingestellt und hierauf der Apparat geprüft, indem man die Lage der Emissionsbande von CO_2 in einer Acetylen-Bunsenflamme feststellte. Wenn das Maximum nicht auf 4,40 μ zu liegen kam, wie dies von Paschen[1]) angegeben worden ist, so wurde die Niveauschraube so lange gedreht, bis der Flügel gut eingestellt war.

Versuchsergebnisse.

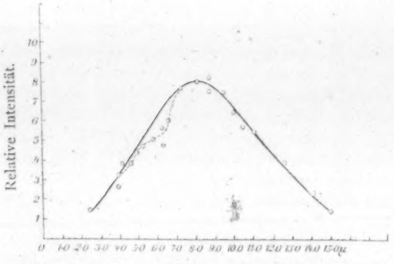


Fig. 4.

Die Energieverteilung im Spektrum des durch den Radiometerflügel dargestellten annähernd schwarzen Körpers wurde durch Ablesung der Ablenkungen mit offener und geschlossener Jalousie erhalten. Eine Anzahl Beobachtungen wurde für jede Einstellung des Prismentisches vorgenommen und der Mittelwert behalten. Auf diese Weise wurden die Beobachtungspunkte in Fig. 4 eingetragen. Die durch eine punktierte Linie angegebenen beobachteten Streifen bei 4 μ bis 5 μ und bei 6,2 μ entsprechen bezw. CO_2 und H_2O; die Absorption rührt von den in der Zimmeratmosphäre anwesenden Gasen her.

Paschen[1]) stellt fest, dass die Absorptionsstreifen von CO_2 gerade oberhalb von 4,27 μ zu liegen kommen; und dass in der Nähe von 6 μ eine Anzahl Absorptionsstreifen von H_2O bestehen, welche ein Maximum bei etwa 5,95 μ geben.

Die Wellenlängen für die Kurve wurden nach den Brechungsindices berechnet, wie diese von Rubens und Trowbridge[2]) angegeben worden sind. Auf beifolgender Fig. 5 ist die untere Kurve mit Indices und Wellenlängen als Koordinaten gezeichnet, während die obere Kurve die Beziehung zwischen der Rotation des Prismentisches aus den D-Linien und der berechneten Wellenlänge angiebt.

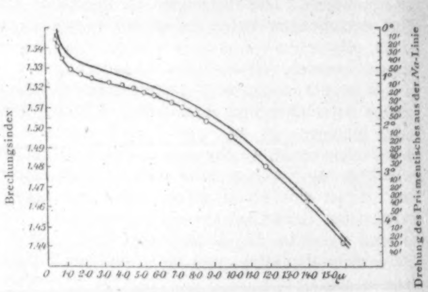


Fig. 5.

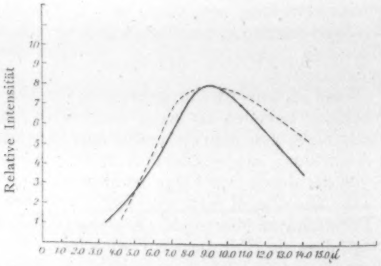


Fig. 6.

In Fig. 6 ist die ausgezogene Linie die wirkliche Energieverteilung; die Korrektion mit Bezug auf die Breite des Spaltes wurde nach der Paschenschen[3]) Methode vorgenommen. Die Maximalintensität liegt bei 9,2 μ. Es ist

1) Wied. Ann. **53**, 334, 1894.

1) Wied. Ann. **53**, 334, 336. 1894.
2) Wied. Ann. **61**, 724, 1897.
3) Wied. Ann. **60**, 712, 1897.

von Interesse, dieses Maximum mit dem zu vergleichen, welches man nach der Gleichung $\lambda_m T = A$ voraus bestimmen kann, wenn λ_m die Wellenlänge des Maximums, T die absolute Temperatur und A eine Konstante ist, welche durch das Experiment bei anderen Temperaturen bestimmt wird. Die zuverlässigsten Bestimmungen von A, die bisher gemacht worden sind, sind die von Paschen sowie von Lummer und Pringsheim. Der Paschensche Wert[1]) ist 2920; Lummer und Pringsheim[2]) haben 2940 gefunden. Die Zimmertemperatur betrug während der hier beschriebenen Versuche ungefähr 24° C. oder 297° absolut. Wenn man letzteren Wert für C und Paschens Wert für A benutzt, so wird die Wellenlänge des Maximums 9,8 μ, was mit dem beobachteten Werte 9,2 μ nicht übereinstimmt. Beim experimentellen Arbeiten bestehen verschiedene Fehlerquellen, die jedoch, wie man einsehen wird, den Unterschied zwischen der vorausbestimmten und beobachteten Lage des Maximums nicht erklären können. Weder der Radiometerflügel noch der Zinnkasten sind bei der Temperatur von flüssiger Luft idealschwarze Körper. Letzterer braucht nicht einmal ein annähernd schwarzer Körper zu sein, da das Maximum seines Spektrums so sehr weit von 9 μ entfernt ist, dass seine relative Absorption in dieser Gegend so gut wie dieselbe sein würde, wie die eines schwarzen Körpers. Wie vorher angegeben, wurde der Flügel mit Platinschwarz von solcher Dicke überzogen, dass er bei 100° C. mehr als 97 Proz. von der Strahlung eines idealschwarzen Körpers emittieren würde.

Die Wellenlänge der Maximalemission bei dieser Temperatur würde 7,8 μ betragen und daher würde die Energie in der Nähe von 9 μ und 10 μ einen beträglichen Teil der Gesamtenergie darstellen. Wenn der Unterschied zwischen der Totalemission des Flügels und der eines schwarzen Körpers bei 100° C. geringer als 3 Proz. ist, und wenn dieser Fehler von 3 Proz. sich verteilt und nicht auf ein bestimmtes Bereich fällt, so erscheint es ganz unmöglich, dass das Emissionsmaximum des Flügels bei 24° C. beträchtlich von dem Maximum eines idealschwarzen Körpers verschieden sein sollte.

Es ist interessant, die Ergebnisse dieser Beobachtungen mit der aus der Planckschen Gleichung erhaltenen Kurve zu vergleichen. Diese Gleichung lautet:

$$\mathcal{J} = c_1 \, \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} .$$

Hier ist $\mathcal{J}$ die Energie bei irgend einer Wellenlänge λ, T die absolute Temperatur und c_1 und c_2 sind Konstanten. Der Wert von c_2 ist nach der Theorie $4{,}965 \times \lambda_m \; T$. Wenn man zum Vergleich den bei dem Versuch gefundenen Wert von $\lambda_m \; T$ benutzt, so nimmt c_2 den Wert 13530 an. Mit Benutzung dieser Konstante wurden die relativen Werte von $\frac{\mathcal{J}}{c}$ in Fig. 6 mit einer punktierten Linie angegeben. Wie man sieht, stimmen die theoretischen und experimentellen Kurven nicht miteinander überein.

Ich weiss zwar nicht, wie ich den Umstand erklären soll, dass meine Ergebnisse mit denen einer wohl geprüften Theorie nicht übereinstimmen, will damit jedoch keinen Einwurf gegen die Theorie erheben. Die erzielte Maximalablenkung betrug auf einer 6,4 m von dem Spiegel entfernten Skala nur ungefähr 4 mm, aber die Beständigkeit der Resultate macht jede Kritik zunichte, welche auf der Kleinheit der Ablenkungen fusst.

Der experimentelle Teil vorliegender Arbeit wurde im Physikalischen Laboratorium der Cornell-Universität aufgeführt.

Grand Forks; Staats-Universität von Dakota, September 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 11. Oktober 1903.)

1) Ann. d. Phys. **4**, 277, 1901.
2) Verh. d. D. Phys. Gesell. **1**, 215, 1899.

Die Einwirkung von radioaktiven Körpern auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens.

Von Edmond van Aubel.

F. Himstedt[1]) und Eugène Bloch[2]) haben gezeigt, dass Radiumstrahlen auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens einwirken: die beobachtete Widerstandsverminderung ist von derselben Grössenordnung wie die durch Licht- und Röntgenstrahlen hervorgerufenen Veränderungen; nur tritt sie langsamer in die Erscheinung. Andererseits hat W. J. Russell[3]) mehrere Versuche ausgeführt, aus denen hervorgeht, dass Wasserstoffsuperoxyd auf photographische Platten intensiv einwirkt, und J. Sperber[4]) hat die photochemische Wirkung von Terpentinessenz untersucht. In neueren Arbeiten hat L. Graetz[5]) bewiesen, dass die von Wasserstoffsuperoxyd hervorgerufenen Erscheinungen in vieler Hinsicht den von Kathoden- und Becquerelstrahlen hervorgerufenen ähnlich sind; nur ist der sehr bedeutende Einfluss der Temperatur auf die photographische Einwirkung eine charakteristische Eigenschaft dieser neuen Strahlen.

1) Ann. der Physik 1901.
2) Compt. rend. **132**, 914, 1901.
3) Proc. of the Royal Society **64**, 409, 1899.
4) Beiblätter **23**, 127, 1899.
5) Diese Zeitschr. **4**, 160 u. 271, 1902/1903.

Es erschien mir interessant, das Verhalten von Selen den neuen radioaktiven Körpern gegenüber zu untersuchen.

Zu diesem Zwecke wurde ein Selenelement von grosser Lichtempfindlichkeit (von J. W. Giltay konstruiert) in der Dunkelheit über einem Porzellanbecken angebracht, welches 30 prozentiges Wasserstoffsuperoxyd (nach Gewicht) enthielt. Eine 1 mm dicke Messingplatte konnte zwischen dem Selen und der Schicht Wasserstoffsuperoxyd angebracht werden und gestattete, die Einwirkung des radioaktiven Körpers auszuschalten. Das Ganze war in einem Holzkasten untergebracht und der Einwirkung des Lichtes entzogen.

Der elektrische Widerstand des Selens wurde nach der Methode der Wheatstoneschen Brücke gemessen. Wenn die Messingplatte eingeschaltet war, so betrug der Widerstand 496000 Ohm; wenn man die Platte wegnahm, so liess man die von dem Superoxyd ausgehenden Strahlen ihre Wirkung ausüben und sank der Widerstand in 3—4 Minuten bis auf 324000 Ohm. Wenn man den Messingschirm wieder einbrachte, so beobachtete man, dass das Selen sehr langsam seinen ursprünglichen Widerstand wieder annahm.

Hierauf wurde ein Porzellanbecken mit Terpentinessenz an Stelle des Beckens mit Wasserstoffsuperoxyd gebracht, und dieselben Versuche wiederholt. Der anfänglich 461000 Ohm betragende elektrische Widerstand nahm nach einer 15 Minuten betragenden Einwirkung der Essenz den Wert von 386000 Ohm an. Die Widerstandsverringerung erfolgte jetzt bedeutend langsamer als früher, und dasselbe galt von der Wiederannahme des ursprünglichen elektrischen Widerstandswertes.

Bei allen Versuchen betrug der Abstand zwischen der Selenplatte und der Flüssigkeitsschicht ungefähr 3 cm.

Aus diesen Resultaten ergiebt es sich, dass radioaktive Körper ebenso wie Licht- und Röntgenstrahlen auf Selen einwirken, dass sich jedoch der Einfluss viel langsamer fühlbar macht; es scheint mir auch damit erwiesen zu sein, dass Wasserstoffsuperoxyd und Terpentinessenz Strahlen aussenden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 4. September 1903.)

Über die elektrische Leitfähigkeit des Selens bei Anwesenheit von mit Ozon behandelten Körpern.

Von Edmond van Aubel.

J. H. Vincent[1]) hat zuerst gezeigt, dass Substanzen, die an und für sich auf photographische Platten Eindrücke hervorzurufen nicht imstande sind, diese Eigenschaft erlangen, sobald sie der Einwirkung von Ozon ausgesetzt werden. Die Versuche wurden mit Kautschuk, Guttapercha und Kampher ausgeführt und hatten auf chemischem Wege das Ergebnis, dass mit Ozon behandelter Kautschuk Wasserstoffsuperoxyd enthält. Ozon allein wirkte auf die photographische Platte nicht ein. Die erzielten Resultate stellten auf diese Weise eine Folge der W. J. Russellschen Untersuchungen dar.

Im vorigen Jahre hat P. Villard[1]) der Französischen Physikalischen Gesellschaft eine Mitteilung über dieselbe Eigenschaft von mit Ozon behandelten Körpern gemacht, aber der französische Physiker thut der früheren J. H. Vincentschen Versuche keine Erwähnung und giebt im übrigen keinerlei Erklärung für die von ihm beobachteten interessanten Erscheinungen. Neuerdings hat Octave Dony-Hénault[2]) die P. Villardschen Versuche wieder aufgenommen und die erzielten Resultate auf Rechnung von entstehendem Wasserstoffsuperoxyd gesetzt. Die Arbeiten von P. Villard und Octave Dony-Hénault stellen daher eine Ergänzung zu den J. H. Vincentschen Untersuchungen dar.

Andererseits habe ich gezeigt[3]), dass die von Wasserstoffsuperoxyd und von Terpentinessenz ausgesandten Strahlen den elektrischen Widerstand von Selen vermindern. In vorliegender Notiz beabsichtige ich zu untersuchen, ob mit Ozon behandelte Körper ebenso wirken.

Der früher benutzte Apparat wurde auch hierbei angewandt.

1. Ein rotes Kautschukblatt wurde 12 Sek. lang in einen trockenen Ozonstrom gehalten und hierauf in ein Porzellanbecken gelegt; dasselbe stand in dem früher benutzten Holzkasten. Der elektrische Widerstand des Selens betrug zu Anfang 599000 Ohm. Nach 15 Minuten dauernder Einwirkung der von dem ozonisierten Kautschuk ausgesandten Strahlen sank der Widerstand auf 556000 Ohm. Hierauf wurde der Messingschirm eingesetzt und nach einer Stunde war der Widerstand wieder auf 563000 Ohm gestiegen. Am folgenden Tage fand man, dass das Selen so ziemlich wieder seine ursprüngliche Leitfähigkeit angenommen hatte.

Mit schwarzem Kautschuk wurden ähnliche Resultate erzielt.

2. Kampherstücke wurden 25 Minuten lang einem Strome trockenen Ozons ausgesetzt. Der elektrische Widerstand der Selenzelle betrug zu Anfang 591000 Ohm. Die von dem ozoni-

1) Beiblätter **23**, 855, 1899; Fortschritte der Physik des Äthers im Jahre 1899, S. 176.

1) Revue générale des sciences **13**, 215, 1902; Société française de physique 7. Febr. 1902.

2) Diese Zeitschr. **4**, 416, 1903. Bulletin de l'Association belge des chim. Febr. 1903, S. 79.

3) Compt. rend. 14. April 1903.

sierten Kampher ausgesandten Strahlen brachten diesen Widerstand innerhalb von 15 Minuten bis auf 510000 Ohm herab. Wenn der Messingschirm eingeschaltet wurde, so fand man 534000 Ohm nach einer Stunde, und am folgenden Tage war der ursprüngliche Widerstand wieder erreicht.

Aus diesen Resultaten ergiebt sich, dass mit Ozon behandelte Körper, die von demselben angegriffen werden können, die elektrische Leitfähigkeit von Selen erhöhen, dass aber das Zurückgehen auf den ursprünglichen Wert des elektrischen Widerstandes der Zelle ausserordentlich langsam erfolgt.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 4. Oktober 1903.)

Über die Kapazität einer Geisslerschen Röhre im magnetischen Felde.

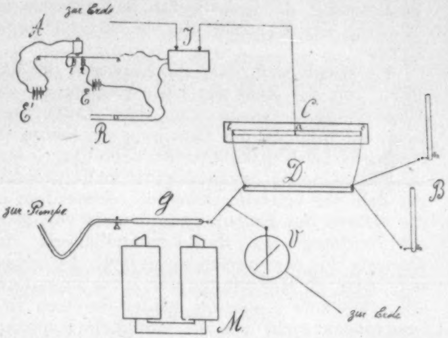
Von E. Lopuchin und A. Afanasieff.

Die vorliegende Arbeit führten wir auf Anregung des Herrn Professors J. Borgmann aus. Es ist eine Untersuchung der scheinbaren Kapazität einer leuchtenden Geisslerschen Röhre nach der Methode, welche Herr Professor Borgmann zur Messung sehr kleiner Kapazitäten vorgeschlagen hat. Hr. J. Borgmann hat diese neue Methode[1]) zur Untersuchung der veränderlichen Kapazität einer leuchtenden Geisslerschen Röhre angewandt. Es ist zu bemerken, dass überhaupt die Veränderung der Kapazität der Geisslerschen Röhre mit einer Veränderung der Intensität des Leuchtens derselben eng verbunden ist. Die Kapazität sowie auch das Leuchten sind von vielen Bedingungen abhängig, unter anderem auch von dem Grade der Verdünnung der im Rohre befindlichen Gase, was Hr. J. Borgmann bemerkte und was wir nachher in unserer vorigen Arbeit bestätigten.[2]) Das Ziel der vorliegenden Arbeit war eine Untersuchung der Wirkung des magnetischen Feldes auf die Kapazität der Röhre.

Wir arbeiteten nicht nur nach der Methode des Hrn. Borgmann, sondern benutzten auch teilweise die Apparate, welche ihm zu Messungen dienten, nämlich eine Paraffinrinne und graduierte Büretten (eine Teilung der Bürette = 0,216 elektrostat. C. G. S. E.). Nur benutzten wir statt einer Geisslerschen Röhre, in deren schmalem Mittelteile man den dunklen Raum, den „Knoten", beobachtet, eine lange cylinderförmige Röhre (Länge = 80 cm, Durchmesser 1,75 cm), welche bis auf Zehntel Millimeter evakuiert war.

1) Diese Zeitschr. **2**, 651, 1901.
2) Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 1901, 73.

Die Versuchsanordnung ist aus folgendem Schema ersichtlich:



Das Induktorium I (Länge des Funkens 3 cm), mit einem geerdeten Pole, war mit einem Saitenunterbrecher A versehen. Um die elektromotorische Kraft des Sekundärstromes (von 400 bis 1500 V.) verändern zu können, war in den Primärstrom ein Rheostat R eingeführt. Kleine Veränderungen wurden durch Schrauben des Gläschens des Unterbrechers erzielt. Der isolierte Pol des Induktoriums war mit der mittleren beweglichen Elektrode C der Paraffinrinne verbunden. Die Rinne enthielt 90 ccm einer hundertfachen Verdünnung der Nernstschen Flüssigkeit zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten. Aus der Rinne tritt die intermittierende Elektrisierung von beiden Seiten in die zu den Messungen dienende Röhre D; in der Mitte der letzteren bildete sich der Knoten. An ein Ende der Röhre konnte man die obengenannten Büretten B anschliessen, welche mit Quecksilber gefüllt waren, und zur Kompensation der zu messenden Kapazität dienten. Zur Bestimmung des Entladungspotentials der Sekundärspule war an das andere Ende der Röhre D ein Braunscher Elektrometer V angeschlossen (1 sec = 100 V.). Die Fassung des Elektrometers war geerdet. An dasselbe Ende der Röhre D war auch die zu untersuchende Röhre G angeschlossen. Dieselbe war cylindrisch (Länge 37 cm, Durchmesser 1,75 cm) mit einer kleinen Aluminiumelektrode, welche in das geschlossene Ende der Röhre parallel der Längsachse eintrat. Das andere Ende war zugespitzt, mit einem Hahne versehen und mittels einer Reihe Glasverbindungen an eine selbstthätige Pumpe, nach Raps, angeschlossen. Zu Druckmessungen dienten ein U-förmiges Manometer für Drucke höher als 1 mm und ein Apparat, nach Mc. Leod, für sehr niedrige Drucke. Die Röhre ruhte auf Paraffinlagern, welche an einem Elektromagneten M angebracht waren. Die Feld-

stärke war in allen Versuchen dieselbe, nämlich ca. 1000 Gauss in der Mitte der Röhre.

Eine Reihe von Vorversuchen dienten zur Bestimmung der günstigsten Bedingungen zur Messung der Kapazität der zu untersuchenden Röhre.

Es erwies sich, dass die Kapazität der letzteren von der Zahl der Unterbrechungen des Primärstromes, sowie von dem Entladungspotential während des Leuchtens der Röhre abhängig ist. Die Kapazität wächst beim Vergrössern des Entladungspotentials, sowie beim Vergrössern der Zahl der Unterbrechungen. Ausserdem ist die Grösse des Entladungspotentials von grosser Wirkung auf die Empfindlichkeit des Knotens in der messenden Röhre. Es erwies sich, dass für Kapazitäten von 0 bis 23 C. G. S. (die ungefähre Kapazität beider Büretten sind entschieden mehr wie die maximale Kapazität der zu messenden Röhre, 16,2 C. G. S.), die günstigsten Bedingungen, was Empfindlichkeit, Definition und Dimension des Knotens betrifft, bei 1300 V. liegen. Der Elektrometer wurde bei ausgeschalteten Büretten und Röhre *G* abgelesen, wobei sich die bewegliche Elektrode der Rinne in *b* befand.

Um die Wirkung der Veränderung der Zahl der Unterbrechungen auszuschliessen, sorgten wir für die Konstanz der Zahl der Unterbrechungen.

Zu diesem Zwecke wurde der Unterbrecher auf den höchsten Ton abgestimmt, mit dem er noch gut arbeitete, und beim kleinsten Sinken der Tonhöhe wurde die Saite wieder angezogen.

Die Untersuchung der Wirkung des Magnetfeldes selbst hatten wir in zwei Reihen von Beobachtungen eingeteilt.

In einer Reihe der Beobachtungen war die Röhrenachse parallel den Kraftlinien gerichtet, in der zweiten senkrecht zu den Kraftlinien. Die Wirkung des Magnetfeldes in diesen zwei Lagen ist dadurch verschieden. Lag die Röhre axial im Magnetfelde, so verminderte sich die Kapazität merklich, bei äquatorialer Lage dagegen vergrösserte sie sich stark. Mit dieser Verminderung und Vergrösserung der Kapazität der Röhre ist eine Verminderung oder Vergrösserung des Leuchtens durch das magnetische Feld eng verbunden.

In der folgenden Tabelle sind einige Ergebnisse unserer Messungen angeführt (das Mittel von je fünf Messungen genau bis auf 0,1 elektrost. C. G. S. E.).

Luftdruck in der Röhre	Kapazität in elektrost. C. G. S. E. ohne magn. Feld	im magn. Felde parallel der Achse
1 Atm. — 50 mm	< 0,4	Keine merkliche Änderung der Kapazität durch das magnetische Feld
35	0,4	
31	0,5	
25	1,8	
16	3,8	
9	8,8	
5	11,9	
2,5	14,6	
1	15,5	12,9
0,5	15,1	11,9
0,2	14,4	7,2
0,1	13,8	2,2
0,07	11,3	0,8
0,03	2,6	0,7
0,015	1,8	0,7

Aus unseren Beobachtungen folgt, dass, solange in der Röhre kein Leuchten eintritt, die Kapazität der Röhre konstant ist; es scheint, dass wir es in diesem Falle mit der Kapazität der Elektrode allein zu thun haben. Dieses war bei unserer Röhre der Fall bei Veränderungen des Luftdruckes von 1 Atm. bis auf 50 mm. Die Kapazität ist etwas kleiner als 0,4 C. G. S. Das Leuchten in unmittelbarer Nähe der Elektrode setzte bei etwas weniger als 50 mm Druck ein. Bei weiterem Evakuieren wächst die Kapazität stark. Sie erreicht ihr Maximum bei 1 mm Druck, was wir schon früher konstatierten. Bei weiterem Evakuieren von 0,5 mm bis 0,07 mm vermindert sich die Kapazität merklich. Bei 0,2 mm setzt die grüne Fluoreszenz des Glases ein, was die Anwesenheit von Kathodenstrahlen anzeigt. Von 0,07 mm bis 0,03 mm geschieht ein plötzlicher Fall der Kapazität, begleitet von fast vollständigem Verschwinden des Leuchtens. Das Magnetfeld hatte bei axialer Lage der Röhre keine merkliche Wirkung auf die Kapazität noch auf das Leuchten der Röhre, solange der Druck grösser als ein Millimeter war. Nur bei Luftdrucken von 1 mm und weniger trat die Wirkung des Magnetfeldes immer deutlicher hervor. Das magnetische Feld vermindert die Kapazität der Röhre bei axialer Lage der letzteren; zugleich deformiert es das Leuchten, welches in zwei Strahlen zersplittert und schraubenförmig gedreht wird. Die Richtung der Schraube ist durch die Richtung der Feldstärke definiert.

Die Intensität des Leuchtens ist im magnetischen Felde merklich vermindert im Vergleiche zu dem Leuchten bei demselben Druck ohne magnetisches Feld.

Besonders stark ist die Verminderung der Kapazität bei Luftdrucken, welche der Erscheinung der Kathodenstrahlen entsprechen (0,2 mm bis 0,07 mm; bei 0,07 mm ist die Verminderung von 11,3 C. G. S. auf 0,8 C. G. S.).

Vom Luftdruck 0,07 mm angefangen, löscht das Magnetfeld einfach das Leuchten. Die Kapazität wird von 0,03 mm an fast konstant und nicht viel grösser als die Kapazität der Elektrode.

Die folgende zweite Tabelle enthält die Ergebnisse unserer Messungen der Kapazität einer Geisslerröhre, welche perpendikulär zu den Kraftlinien gelagert war (gleichfalls das Mittel aus je fünf Messungen bis auf 0,1 C.G.S. genau).

Luftdruck in der Röhre	Kapazität in elektrost. C. G. S. E. ohne magn. Feld	im magn. Felde perpendikulär d. Achse
1 Atm. — 50 mm	<0,4	<0,4
35	0,4	0,4
25	1,8	2,8
17,5	3,2	4,9
9	8,6	10,3
5	11,4	14,1
2,5	13,8	15,9
1	14,4	16,2
0,5	13,8	13,8
0,2	13,4	12,3
0,06	11,1	2,7
0,03	2,4	2,4
0,015	1,7	3,2
0,006	0,4	1,8
0,001	0,4	1,8

Die Tabelle zeigt, dass alle Messungen der Kapazität ohne Feld etwas kleiner als in der ersten Tabelle ausgefallen sind; diese Verminderung lässt sich leicht durch die Veränderung der Versuchsanordnung erklären.

Jedoch blieb der Charakter der Veränderung der Kapazität bei Druckverminderung derselbe; die Zahlen sind ziemlich nahe zueinander und das Leuchten bei gleichem Drucke in beiden Fällen identisch.

Man sieht, dass bei äquatorialer Lage der Röhre die Wirkung des magnetischen Feldes viel früher, d. h. bei höherem Drucke einsetzt, als bei axialer Lage der Röhre. Bei äquatorialer Lage des Rohres ist die Deformation des Leuchtens derartig, dass das Leuchten intensiver und räumlich verbreiteter wird, zugleich wächst auch die Kapazität. Das Maximum der Vergrösserung (von 11,4 auf 14,1 C.G.S.) tritt bei 5 mm Druck ein. Beim Evakuieren von 5 mm bis auf 0,5 mm vermindert sich die Wirkung des magnetischen Feldes. Bei 0,5 mm wirkt das magnetische Feld überhaupt nicht auf die Kapazität. Bei weiterem Evakuieren von 0,5 bis 0,03 mm wirkt das magnetische Feld ganz wie bei der axialen Lage des Rohres, d. h. es vermindert die Kapazität merklich. Es ist bemerkenswert, dass dieser Druck gerade dem Entstehen und der Entwickelung der Kathodenstrahlen entspricht, und dass bei Anwesenheit der Kathodenstrahlen die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Kapazität der Röhre von der Lage der Röhre unabhängig ist.

Bei 0,06 mm löscht man das Leuchten im magnetischen Felde fast vollständig, und bei 0,03 mm vollständig; jedoch ist die Kapazität der Röhre bei letzterem Druck im Felde dieselbe wie ohne das Feld.

Weiteres Evakuieren (0,015, 0,006, 0,001) ändert von neuem die Wirkung des Magnetfeldes; man beobachtet wieder eine Vergrösserung der Kapazität, und sogar in dem Falle, wenn das Leuchten überhaupt nicht mehr einsetzt und die Kapazität der Röhre wieder der Kapazität der Elektrode gleich wird.

St. Petersburg, D. Physik. Institut d. k. Universität.

(Eingegangen 1. Oktober 1903.)

Über die Anwendung des elektrodenlosen Ringstromes zur Widerstandsmessung verdünnter Luft.

Von E. Lecher.

In einem Vortrage über „Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen" berichtete ich über die starke Leitfähigkeit verdünnter Luft.[1])

Diese Versuche habe ich nun weiter geführt und darüber ausführlich an die Wiener Akademie[2]) berichtet. Das seiner Zeit mitgeteilte Ergebnis wurde neuerlich bestätigt, dass nämlich Luft bei Drucken von 0,4 bis 0,3 mm Hg gegen höhere elektromotorische Kräfte viel besser leitet als unsere bestleitenden Elektrolyte. Nicht erfüllt aber haben sich die Hoffnungen, welche ich von einer eingehenden Ausbildung der Methode in Bezug auf Genauigkeit ausgesprochen habe. Davon möchte ich im folgenden sprechen.

Die Methode des elektrodenlosen Ringstromes ist nämlich in den meisten Fällen garnicht das, als was ich dieselbe aus den Händen meiner Vorgänger übernommen habe.

Der erste Anblick eines elektrodenlosen Ringstromes drängt wohl jedermann zur Annahme elektrostatischer Wirkungen. Diese Anschauung zu widerlegen, wurden viele Versuche gemacht, so von dem Entdecker der Erscheinung, J. J. Thomson, von Rimington[3]) und von mir. Dabei glaube ich aber doch an die Möglichkeit eines Versehens, das manchmal zu Täuschungen Veranlassung geben kann.

Mein diesbezüglicher Versuch[4]) z. B. wäre nur richtig gedeutet, wenn es sich um eine einfache Influenz durch eine Gesamtladung der Spule handelte, die Erklärung nimmt aber nicht Rücksicht auf die bei so raschen Schwin-

1) Diese Zeitschrift **4**, 32, 1902. Verhandlungen der Deutschen physik. Gesellschaft **4**, 13, 307, 1902.
2) K. Akad. der Wissensch. in Wien, CXII IIa, Juli 1903. (Dürfte demnächst erscheinen.)
3) Phil. Mag. (5) **35**, 506, 1893.
4) Diese Zeitschrift **4**, 32, Fig. 1, 1902.

gungen ungemein anwachsenden scheinbaren Widerstände der induzierenden Rolle. Die erste dieser Windungen hat gegen die vierte eine grosse Potentialdifferenz und es tritt dann eine Entladung durch die verdünnte Luft von Glas zu Glas ein, wie dies in Fig. 1 dargestellt ist.

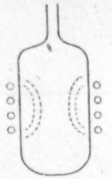


Fig. 1.

Diese Fehlerquelle tritt natürlich besonders stark auf, wenn die Windungen direkt auf die Vakuumröhre aufgewickelt sind. Das Leuchten der Luftmasse und wohl alle von mir in meiner ersten Arbeit geschilderten Erscheinungen sind dadurch zustande gekommen.

Da die anderen Experimentatoren diese eigentlich so naheliegende Fehlerquelle niemals erwähnen, so glaube ich die Vermutung nicht abweisen zu dürfen, dass solche Impedanz-Nebenentladungen die eigentliche elektrodenlose Ringentladung oft vortäuschen oder zum mindesten stark überdecken. Wenn ich mir in Bezug auf die Versuche anderer diesbezüglich auch nur Vermutungen erlauben darf, so glaube ich in der Annahme doch nicht fehl zu gehen, dass da manche Täuschungen unterlaufen sind. In der Arbeit von M. Hönig[1]): „Optischer Nutzeffekt elektrodenloser Vakuumröhren" z. B. dürfte es sich in erster Reihe um solche Nebenentladungen handeln. Hatte er um die Vakuumröhre vier Windungen gewickelt, so zeigte sich eine glänzende Lichterscheinung; bei einer einzigen Windung war der Effekt immer sehr schlecht. Oder S. 33: Je weiter die Windungen auseinandergezogen werden, um so breiter und schwächer werden die Lichterscheinungen. Ebenso dürfte vielleicht auch bei den Versuchen von Bergen Davis[2]) diese Fehlerquelle nicht berücksichtigt sein. Dass auf diesem Gebiete im allgemeinen irrige Anschauungen herrschen, ergiebt sich wohl am besten aus der Betrachtung der Fig. 2, welche dem vorzüglichen Lehrbuche von J. Stark[3]) entnommen ist und nach Stark die Einrichtung zur Erzeugung des elektrodenlosen Ringstromes darstellt. Hier sind fünf bis zwanzig Windungen direkt um die ausgepumpte Glaskugel gelegt und das Aufleuchten geschieht da sicher in allererster Linie durch die Entladung von Glas zu Glas. Der elektrodenlose Ringstrom wird, wenn überhaupt vorhanden, durch diese so glänzende Erscheinung total überdeckt.

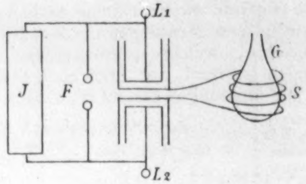


Fig. 2.

Aus eben demselben Grunde scheiterte auch eine Versuchsreihe von mir, in welcher ich den elektrodenlosen Ringstrom in der Weise zu erzeugen suchte, dass ich die ganze Spule ins Vakuum brachte. In eine grosse Glaskugel von 25 cm Durchmesser wurde eine Spule mit fünf Windungen blanken Aluminiumdrahtes gebracht; der Durchmesser des Drahtes war 0,2, der Durchmesser des Solenoides 4,5 cm. Die Steighöhe einer Windung war etwa 2 cm. Dieser Draht ist durch Kautschukstöpsel mit (in der Figur 3 nicht gezeichneter) Quecksilberdichtung oben und unten eingeführt. Die Kugel ist mit einer Hg-Pumpe in Verbindung. Aussen in *W* ist die Flasche mit drei Windungen Kupferdrahtes (Durchmesser = 3 mm) umwickelt; die Steighöhe der Spirale ist hier ungefähr 0,8 cm. Man kann nun kräftige elektrische Schwingungen entweder durch die innere oder die äussere Spule leiten. Die Erscheinungen sind dann etwa folgende:

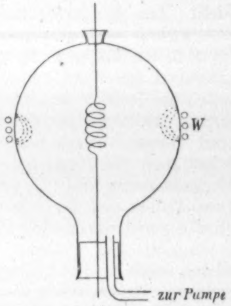


Fig 3.

1) Rostocker Inauguraldissertation, J. Sittenfeld, Berlin 1901.
2) Diese Zeitschrift **3**, 275, 1902; **4**, 289, 1903.
3) „Die Elektrizität in Gasen" 1902. S. 412, Fig. 142. $L_1 L_2$ sind Leydener Flaschen, *I* ist der Ruhmkorff, *F* die Funkenstrecke, *G* die ausgepumpte Glaskugel, *S* ist „eine dickdrahtige Spule von 5 bis 20 Windungen". Auch die Bezeichnung „elektrodenloser Ringstrom" rührt von J. Stark her.

Druck mm *Hg*	Elektrische Schwingung	
	entweder innen	oder aussen
2,5	Hier ist keinerlei Lichterscheinung zu sehen.	
2,3	Eine sehr schwache, schmale, kaum sichtbare rötliche Lichthülle in Form eines genau geometrischen Cylinders umschliesst knapp die Spirale. Manchmal zucken in diesem Cylinder vertikal von einem Drahte zum nächsten rasch den Ort wechselnde weisse Fünkchen. Oft aber ist die Kugel ganz dunkel und erst nach 10 Sekunden tritt die Erscheinung auf.	Nichts.
2,0	Der Lichtcylinder, vielleicht etwas breiter und etwas besser sichtbar, tritt oft erst nach 2—3 Sekunden auf.	Nach 4—5 Sekunden manchmal sehr blasser Schein in der Nähe der Kupferwindung.
1,5	Der Lichtcylinder ist noch breiter geworden und in der Mitte vom oberen vertikalen Zuleitungsdrahte zum unteren vertikalen zeigt sich ein schwach rötliches Licht genau in der Achse des ganzen, etwa $^1/_3$ cm im Durchmesser.	Nicht immer, aber manchmal nach einigen Sekunden ein sehr schwaches blaues Band an der Glaswand innerhalb neben dem Kupferdrahte. Die Erscheinung sieht ähnlich aus wie die Ausstrahlung am Staniolrande einer Leydner Flasche.
1,0	Der früher einhüllende Lichtcylinder verliert seine scharfe geometrische Gestalt, indem die Mitte der Lichterscheinung sich ausbiegt. Das Ganze sieht wie eine rötliche, schwache Aureole aus, indes die axiale Lichterscheinung sehr hellweiss wird und bis zu einem Durchmesser von 1 cm anschwillt.	Sehr schwacher Ring. Durchmesser des Lichtwulstes von oben gesehen etwa 0,2 cm und sehr ungleich an verschiedenen Stellen.
0,7	Achse unverändert: die aussen rötliche Lichthülle dehnt sich rings gegen die Glaswand aus, welche sehr schwach grünlich zu leuchten beginnt.	Sehr schwacher bläulicher Ring, Wulstdurchmesser = 0,5 cm (aber nicht überall gleich dick).
0,6	Achse heller, Lichthülle die ganze Kugel füllend.	
0,4	Unverändert.	Schwach bläulicher Lichtring.
0,2	Unverändert.	Lichtring breiter und heller, aussen vielleicht eine Spur rötlich.
0,1	Achse schwächer, rötliches Licht in der ganzen Kugel. Glas sehr schwach grün.	Lichtring breiter und heller, aussen schwach rot, innen blauweiss.
0,05	Mittlere Lichtachse im Verschwinden. Glas schwach grün.	Ring breiter, Wulstdurchmesser = 4—5 cm, aussen schön rot, innen weiss.
0,03	Keine mittlere Achse mehr, weisses Licht die ganze Kugel füllend.	Wulstdurchmesser der ringförmigen Lichterscheinung 5—6 cm; aussen schön rot, innen weiss.
0,01	Keine Achse mehr, schwaches, bläulichweisses Licht in der ganzen Kugel.	Leuchtet zu Beginn der Entladung manchmal, dann dunkel.

Die rechts gedruckten Thatsachen ergeben nach der bisher von mir und auch von anderen geglaubten Anschauung den elektrodenlosen Ringstrom.

Die links angeführten Erscheinungen lassen aber von einem solchen wohl nichts bemerken.

Die Erklärung der verschiedenen Lichtphänomene im Inneren ergiebt sich hingegen ungezwungen aus der beträchtlichen Potentialdifferenz, die zwischen den einzelnen Windungen infolge der grossen Impedanz herrscht. Ein eventuell auftretender elektrodenloser Ringstrom wird durch dieses Licht ganz überdeckt. Somit dürfte auch das vom äusseren Ringe erzeugte Licht in erster Reihe in ähnlicher Weise zu erklären sein.

Diese Täuschung wird aber auch für die Lichterscheinung im Inneren der Kugel beträchtlich, wenn man das axiale Licht wegbringt, indem man z. B. eine zugeschmolzene Glasröhre knapp in das Aluminiumsolenoid hineinschiebt; man hat dann ganz den Eindruck eines Lichtringes, der sich natürlich aussen um die Aluminiumspule anschmiegt. Solche Versuche machte Thomson oft:[1]) „Ein Experiment, mit welchem die Schirmwirkung deutlich gezeigt werden kann, besteht darin, dass man die primäre Spule in eine mit einer Quecksilberluftpumpe verbundene Glasglocke setzt, wobei die elektrischen Verbindungen der primären Rolle durch Quecksilbernäpfchen gemacht werden. In der primären Spule befindet sich eine evakuierte Kugel, welche beträchtlich kleiner

1) Phil. Mag. [5] **32**, 449, 1891. Der Text ist einer Übersetzung aus „Physikalische Revue von Graetz", 1892, S. 364, entnommen.

als diese ist, so dass zwischen beiden ein Luftzwischenraum vorhanden ist. Vor Evakuierung der Glasglocke geht die Entladung durch die Kugel; wenn aber die Glocke so weit evakuiert ist, dass sie den Durchgang der Entladung durch das Gas ausserhalb der Kugel gestattet, hört dieselbe in der Kugel auf und findet nur ausserhalb dieser statt u. s. f." Wenn hier vielleicht auch nach Thomson eine Schirmwirkung vorhanden ist, so wird sie jedenfalls durch die direkte Nebenentladung total überdeckt.

Meine Auffassungsweise lässt aber auch für einige der Originalversuche von J. J. Thomson eine andere Erklärung zu. In sehr vielen und mannigfach variierten Experimenten bringt J. J. Thomson den elektrodenlosen Ringstrom zum Verlöschen, indem er demselben parallel einen geschlossenen guten Leiter legt, z. B.:[1]) „Es wurde eine cylindrische Röhre angewendet, in welcher konaxial ein Metallring aufgehängt war. In diesem Falle war es leicht, die Funkenlänge so zu regulieren, dass keine Entladung durch die Röhre ging, wenn die primäre Spule rund um dieselbe bis zur Ebene des Ringes gelegt wurde, während eine Entladung stattfand, wenn die primäre Spule über oder unter den Ring bewegt wurde." Ähnliche Versuche giebt Thomson noch mehr und er denkt dabei an eine Absorption der Schwingungen und an Schirmwirkung. Ich hingegen denke, dass durch das Parallel-Legen eines solchen Metallringes die Selbstinduktion der Spule herabgesetzt und die Potentialdifferenzen der einzelnen Windungen vermindert wird; die Nebenentladung muss dann natürlich viel schwächer ausfallen.[2])

Auch der Einfluss des Magneten auf diese Lichterscheinungen dürfte sich mit meiner Auffassungsweise vielleicht einfacher gestalten, doch sind hierzu wohl eigene Untersuchungen nötig.

1) Phil. Mag. [5] **32**, 450—451, 1891. In der Übersetzung der Graetzschen Revue, I, S. 366.

2) Hierher gehören auch ähnliche Versuche von Rimington und Smith, Phil. Mag. [5] **35**, 70, 1893.

(Eingegangen 12. Oktober 1903.)

Über den Druck im elektrischen Funken und über die Grössen $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v in demselben.

(**Vorläufige Mitteilung.**)

Von C. Baumgart.

Der 33. Band der Proceedings of the Royal Society of London enthält eine kurze Mitteilung von Prof. Dewar[1]) über manometrische Beobachtungen am elektrischen Bogen. Die Kohlen des Bogens waren der Länge nach durchbohrt und mit höchst empfindlichen Manometern verbunden. Es erwies sich, dass bei ruhig brennendem Bogen das mit der positiven Kohle verbundene Manometer einen konstanten Druck aufwies, welcher ungefähr einem Druck von 1—2 mm eines vertikalen Wassermanometers entsprach. Die negative Kohlenelektrode zeigt unstete Erscheinungen. Bald war es ein kleiner negativer, bald ein positiver Druck, den Dewar an der Kathode beobachtete. Prof. Dewar scheint diese seine Beobachtungen später nicht mehr wieder aufgenommen zu haben.

1) Proc. Roy. Soc. **33**, 262, 1882.

Im Frühjahre 1903 verlas Herr W. Mitkewitsch vor der Russischen Physiko-chem. Gesellschaft eine höchst interessante Mitteilung über den Mechanismus des elektrischen Bogens. Diese Mitteilung enthält unter anderem eine Messung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v für den elektrischen Bogen nach zwei Methoden, deren zweite an Prof. Dewars Beobachtung anknüpft. Herr Mitkewitsch hat nur den Druck auf die Anode betrachtet; demgemäss war die Kathode nicht durchbohrt. Aus der Grösse des Druckes, der Stromstärke und der Potentialdifferenz der Elektroden liess sich dann $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v berechnen. $\frac{\varepsilon}{\mu}$ erwies sich ca. 10^7, v ca. 2.10^8.

Dieses und eine Reihe anderer Erscheinungen erlaubten Herrn Mitkewitsch[1]) eine sehr weitgehende Analogie zwischen dem Bogen und den Erscheinungen in der Crookesschen Röhre durchzuführen und zu beweisen, dass es gerade die Kathode ist, die die Hauptrolle im elektrischen Bogen spielt.

Beim Lesen der Arbeit des Herrn Mitkewitsch kam ich auf den Gedanken, dass etwas ähnliches vielleicht auch im elektrischen Funken stattfindet. Jedoch erwies es sich, dass, während im Bogen der Hauptdruck auf die Anode gerichtet ist, im Funken die Richtung des Hauptdruckes von der Anode zur Kathode ist.

Die Beobachtungsweise war folgende (Fig. 1): Ein kleines Induktorium $\mathcal{J}$, welches von sechs Akkumulatoren A betrieben wurde, diente zur Erzeugung des elektrischen Funkens. Der Funke springt zwischen einem Kapillarröhrchen R aus Messing und einem Messingdraht T. Der Draht T ist an einer Mikrometerschraube angebracht. Das Kapillarröhrchen R ist durch Glasröhren und Schlauchstücke mit dem empfindlichen Manometer M verbunden. Ich habe also, gleich wie Mitkewitsch, nur ein Manometer und eine durchbohrte Elektrode. Diese Anordnung scheint mir experimentell einwandsfreier als zwei gegeneinander gestellte Manometer. Die Funkenstrecke war in eine dreitubulierte Kugel gesetzt, um eine Untersuchung

1) Journ. d. Russ. Phys.-chem. Ges. **35**, 507, 1903.

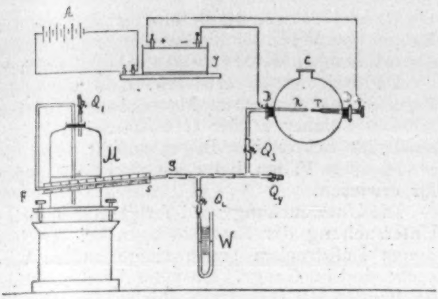


Fig. 1.

in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Drucken zu ermöglichen. In den mitgeteilten Versuchen war der Tubulus C stets offen und das Gas stets Luft. Ich hatte also einen Funken in einem offenen Gefäss bei Atmosphärendruck.

Das Messingröhrchen R hat eine Öffnung von 0,5 mm. Der äussere Durchmesser ist 1,2 mm. Die Öffnung wird von dem ziemlich breiten und intensiven Funken des Induktoriums vollständig bedeckt. Der Funken umfasst den ganzen Querschnitt des Röhrchens und greift sogar etwas über die Ränder. Das Manometer war, wie bei Dewar und Mitkewitsch, mit Schwefeläther gefällt (den ich etwas anfärbte) und die hohe Empfindlichkeit durch starke Neigung der Röhre FG erreicht. FG ist eine dickwandige Kapillarröhre mit einer Öffnung von 2 mm, an die Röhre ist ein Streifen Millimeterpapier angeklebt. Durch ein Seitenrohr war zwischen der Funkenstrecke und dem Manometer M noch ein vertikales Wassermanometer W eingeschaltet, welches zur Eichung des Manometers M diente. Vier Quetschhähne Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 dienten zum Ein- und Ausschalten verschiedener Teile der Anordnung und zur Verbindung mit der Atmosphäre. Mittels dieser Versuchsanordnung konnte ich folgendes feststellen:

1. Im Funken existiert ein Druck auf die Kathode. Verschieden unter verschiedenen Bedingungen kann er Grössen erreichen, welche 1 mm Wasserdruck übersteigen.

2. Bei Verlängerung des Funkens sinkt der Druck.

3. Ich konnte auch einen Druck auf die Anode konstatieren. Jedoch ist derselbe kleiner und nur unter gewissen Bedingungen zu beobachten.

Dieses brachte mich zur Überzeugung, dass wir es im Funken wie in dem Bogen mit zwei Strömungen elektrisierter Teilchen[1]) zu thun haben.

1) Diese Ansicht vertritt für den elektrischen Bogen Lenard, Drudes Ann. 11, 636, 1903.

Der Druck in der Funkenstrecke selbst ist die algebraische Summe der Drucke beider Strömungen. Im Röhrchen haben wir eine Strömung isoliert. Darum kann eine durchbohrte Elektrode den Druck einer Strömung anzeigen.

Im Funken hat die positive, im Bogen die negative den Vorzug.

Durch Kontrollversuche überzeugte ich mich, dass drei andere Annahmen unzulässig sind:

a) Der Druck lässt sich nicht durch Erwärmung erklären;

b) der Druck lässt sich nicht als scheinbar und durch Verschieben des Meniskus im Kapillarröhrchen des Manometers durch kapillar-elektrische Vorgänge bewirkt erklären;

c) der Druck lässt sich nicht als explosive Druckwelle erklären.

4. Um meine Annahme noch positiv zu bestätigen, unternahm ich eine Messung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v für den Funken. Die Methode war der von Mitkewitsch für den elektrischen Bogen angewandten analog, deshalb konnten dieselben Gleichungen benutzt werden.

Bezeichnen wir durch N, μ, v, ε die Zahl, Masse, Geschwindigkeit und Ladung der Teilchen, durch J die Stromstärke, W die Energie und F den vollen Druck auf die Kathode, so können wir folgende Gleichungen zusammenstellen:

(1) $J = N\varepsilon$

(2) $W = \frac{1}{2} N \mu v^2$

(3) $F = N \mu v.$

Aus diesen drei Gleichungen folgt:

$$v = \frac{2W}{F}; \quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2Wi}{F^2}.$$

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 2 ersichtlich. Die Stromstärke wurde durch ein Siemenssches Milliampèremeter A angegeben. Ein Induktorpol war geerdet. Die Potentialdifferenz im Funken wurde durch ein Braunsches Elektrometer V gemessen, dessen Gehäuse gleichfalls geerdet war.

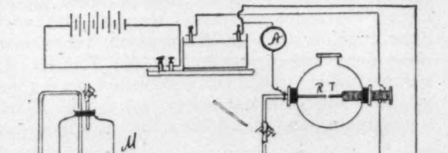


Fig. 2.

Die Eichung des Manometers ergab, dass eine Verschiebung des Meniskus des Manometers M um 16,2 mm einem Millimeter Wasserdruck entsprach.

Die Resultate einer Reihe meiner Messungen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Länge des Funkens	Stromstärke in Ampères	Spannung in Volt	Verschiebg. d. Meniskus im Manom.	Druck		v	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
				i. Dynen auf qmm	voll. Dr. a. d. Kath. in Dynen		
1 mm	0,016	550	18 mm	1,08	1,22	$1,4 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^5$
1 „	0,018	500	18,5 „	1,11	1,26	$1,4 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^5$
1 „	0,019	490	18 „	1,08	1,22	$1,5 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^5$
1 „	0,021	460	22 „	1,33	1,50	$1,3 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^5$
1 „	0,020	800	23 „	1,39	1,57	$2 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^5$
2 „	0,010	650	17 „	1,03	1,17	$1,1 \cdot 10^8$	$0,9 \cdot 10^5$
2 „	0,010	700	15 „	0,91	1,03	$1,4 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^5$
2 „	0,010	750	17 „	1,03	1,17	$1,3 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^5$

Ich bin mir wohl bewusst, dass die von mir benutzte Methode nicht einwandsfrei ist. Ich benutze im intermittierenden Strome ein Milliampèremeter für kontinuierlichen Gleichstrom. Jedoch habe ich das Recht dazu, denn dieser Apparat giebt mir die Elektrizitätsmenge, welche durch den Funken geflossen ist. Ebenso giebt das Braunsche Elektrometer nur eine mittlere Spannung. Jedoch kann ich es sehr gut zur Messung benutzen, da ich nur die Grössenordnung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v, und nicht ihren absoluten Wert zu bestimmen suchte. Den bei weitem grössten Fehler begehe ich bei der Bestimmung des Gesamtdruckes auf die Kathode F. Erstens giebt das Manometer einen zu kleinen Druck an, weil die elektrisierten Teilchen den Kraftlinien grösstenteils folgen, also grösstenteils die Wände des Röhrchens und nicht die Öffnung treffen. Die Formeln sind aber in der Voraussetzung zusammengesetzt, dass der Strom gleichmässig dicht sei. Zweitens ist es sehr schwer, die wahre Fläche der Kathode zu bestimmen, welche der Funken trifft. Ich habe für diese Fläche den Querschnitt des Röhrchens gesetzt. Aber die erhitzte Kathode hat augenscheinlich einen grösseren Durchmesser, als 1,2 mm, welcher an der kalten Kathode gemessen wurde. Die wirkliche Fläche wird noch dadurch vergrössert, dass der Funken etwas um die Ränder des Querschnittes greift. Ein Umgreifen um 0,2 mm, welches ungefähr stattfindet, würde die Fläche verdoppeln, und die Zahlen für v zweimal, und für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ viermal verkleinern.

Ich habe diese wichtigen Korrektionen bis auf genaue experimentelle Bestimmungen unberücksichtigt gelassen.

Dieses in Betracht gezogen glaube ich behaupten zu können, dass meine Zahlen für v und $\frac{\varepsilon}{\mu}$ als obere Grenze zu betrachten sind und den Zahlen von Wien für die Anodenstrahlen in der Crookesschen Röhre wesentlich entsprechen.

Dadurch ist es erwiesen, dass wir es im Funken mit demselben Mechanismus zu thun haben, welcher in der Crookesschen Röhre, sowie im elektrischen Bogen auftritt.

In allen Fällen halte ich zwei Strömungen für erwiesen.

Die Untersuchung wird fortgesetzt und eine Untersuchung der Erscheinungen bei verschiedenen Luftdrucken sowie einige andere Versuche sind im Gange. Dass die Anodenstrahlen im Funken die Hauptrolle spielen, ist nicht im Widerspruch mit den allgemeinen Thatsachen, die über die Elektrizität in Gasen bekannt sind:

1. Der Druck ist von dem Produkt μv abhängig. Die Geschwindigkeitsverhältnisse der negativen und positiven Träger der Elektrizität können bei Atmosphärendruck sehr wohl derart sein, dass die grössere Masse der positiven Träger ihnen die Überhand giebt.

2. Beim Evakuieren merkt man sehr wohl, dass es erst die Erscheinungen an der Anode sind, welche die Hauptrolle spielen. Erst allmählich treten die Kathodenerscheinungen in den Vordergrund, um schliesslich die Anodenerscheinungen ganz zurückzudrängen.

Während der Ausführung dieser Versuche wurde ich auf die Arbeit der Herren Hascheck und Mache aufmerksam gemacht, welche seit dem Ende der neunziger Jahre einige Arbeiten über den Druck im Funken veröffentlicht haben (Wied. Ann. 1899, Sitzber. d. Wien. Ak. 1898 etc.). Jedoch ist meine Arbeit von diesen Untersuchungen ganz verschieden. Die Herren Hascheck und Mache benutzten einen Apparat, welcher dem Riessschen Thermometer der Idee nach nahe ist, und beobachteten den Zuwachs des Druckes in einem geschlossenen Raume, wenn in ihm eine Funkenstrecke funktioniert. Sie glauben aus ihren Versuchen schliessen zu können, dass der wahre Druck im Funken von 10—50 Atmosphären ist.

Wie man sieht, behandeln diese Arbeiten ein von dem meinigen verschiedenes Thema. Die von mir angewandte Methode ist eine Differentialmethode und giebt den Druck auf die Elektrode. Wie ich auch den Gesamtdruck in der den Funken enthaltenden Kugel zu verändern beabsichtige, so soll doch immer der Druck auf die Oberfläche der Flüssigkeit in der Flasche des Manometers dem Druck in der Kugel gleichbleiben. Dann zeigt das Manometer den Druck an, welchen die von der Anode ausgehenden Partikelchen auf die Kathode ausüben.

Alle oben angeführten Thatsachen können vom Standpunkte der Ionentheorie erklärt werden.

Zum Schlusse halte ich es für eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Borgmann und Herrn W. W. Lermantoff für fortwährendes Interesse und manche werte Anweisung meinen wärmsten Dank auszusprechen. Desgleichen bin ich auch Herrn W. Mitkewitsch herzlich dankbar, denn das Lesen seiner Untersuchung über den elektrischen Bogen war der Ausgangspunkt meiner Arbeit.

St. Petersburg, Physikalisches Institut d. k. Universität, September 1903.

(Eingegangen 4. Oktober 1903.)

Experimente über die Phase elektrischer Schwingungen.

Von Georg Seibt.

In dieser Zeitschrift (**4**, 99, 1902) habe ich einige Experimente über die Resonanz elektrischer Schwingungen beschrieben. Die folgenden Zeilen enthalten eine Ergänzung hierzu.

Theoretische Vorbemerkungen.

Wird ein schwingungsfähiges Gebilde von einer äusseren Kraft zu vollkommener Resonanz erregt, so befindet sich die Phase der erzwungenen Schwingung im labilen Gleichgewicht.

Nehmen wir z B. den einfachen Fall zweier geschlossener Kreise, von denen der eine als Oszillator, der andere als Resonator dient, so gilt bei sehr loser Koppelung und Vernachlässigung der Dämpfung folgende Beziehung[1]):

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{C_1 \varkappa \sqrt{L_1 L_2}}{C_1 L_1 - C_2 L_2}$$

$\varkappa$ bedeutet hierin den Koppelungsfaktor und ist definiert durch

$$M^2 = \varkappa^2 L_1 L_2 .$$

Nach obiger Gleichung ist die Spannung am sekundären Kondensator V_2 in Phase mit V_1 oder um 180° verschoben, je nachdem $C_1 L_1$ grösser oder kleiner als $C_2 L_2$ ist. Für $C_1 L_1 = C_2 L_2$, d. h. bei Abstimmung beider Kreise ändert sich die Phase sprungweise um den Betrag von 180°.

Sehr anschaulich geht dieses Verhalten aus der graphischen Darstellung hervor.

In dem nebenstehenden Diagramm Fig. 1 bedeutet die Horizontale den Vektor des Resonatorstromes. In gleicher Richtung liegt der Vektor des Ohmschen Spannungsabfalles, welcher wieder berücksichtigt werden möge. Senkrecht zu $\mathfrak{J}_2$ mit 90° Voreilung steht der Vektor der durch Kapazitätswiderstand und mit 90° Nacheilung der Vektor der durch in-

1) Rostocker Inaugural-Dissertation, 1902, S. 35, oder E. T. Z. 1902, S. 387, Gl. 67.

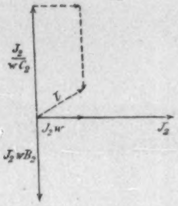


Fig. 1.

duktiven Widerstand verbrauchten Spannung. Vereinigt man diese drei Grössen zu dem gestrichelten Linienzuge, so stellt die Schlusslinie nach Grösse und Richtung die von dem primären Kreise induzierte Spannung $e = \omega M \mathfrak{J}_1$ dar.

Der primäre Kreis ist hierbei, damit die Vektorendarstellung gültig ist, als ungedämpft angenommen worden.

Resonanz tritt ein, wenn

$$\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2} \text{ oder } \mathfrak{J}_2 \omega L_2 = \frac{\mathfrak{J}_2}{\omega C_2}$$

ist.

Der Vektor der induzierten Spannung fällt dann in die Horizontale und für die Grösse des Resonatorstromes gilt das Ohmsche Gesetz. Bei Berücksichtigung der sekundären Verluste erhält das Diagramm demnach eine feste Gestalt.

Setzt man den Widerstand gleich Null, so hat dies zur Folge, dass die Vektoren $\frac{\mathfrak{J}_2}{\omega C_2}$ und $\mathfrak{J}_2 \omega L$ ins Unendliche anwachsen, und die Lage des Vektors e unbestimmt wird. Man ist dann berechtigt, denselben nach Belieben senkrecht nach oben oder nach unten anzutragen. Die dazwischen liegenden Quadranten durchstreicht er aus einer Lage in die andere übergehend mit unendlicher Geschwindigkeit.

Um eine genauere Vorstellung von dem Einfluss des Widerstandes zu erhalten, nehmen wir an, dass wir uns der Resonanzlage allmählich nähern, indem wir die sekundäre Selbstinduktion ändern.

Der Phasenwinkel zwischen e und $\frac{\mathfrak{J}_2}{\omega C_2}$ ist

$$\varphi = arcctg \frac{\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2}{W_2} .$$

Der Differentialquotient nach L liefert ein Mass für die Schnelligkeit der Änderung des Winkels. Es ist

$$\frac{d\varphi}{dL} = \frac{\omega W_2}{-W_2{}^2 + \left(\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2\right)^2} .$$

Das Maximum des Ausdruckes tritt ein für

$$\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2 = 0$$

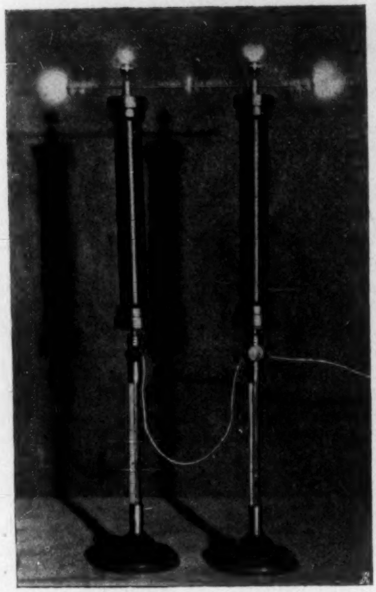


Fig. 2.

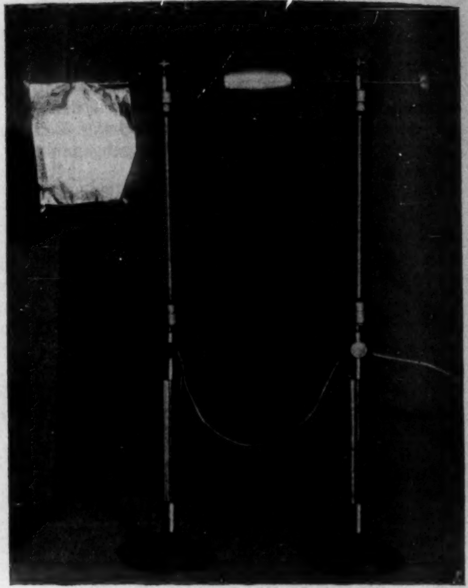


Fig. 3.

also im Falle der Resonanz. Der Wert desselben ist

$$\frac{d\varphi}{dL}\, max = \frac{\omega}{W_2}\,.$$

In der Resonanzlage und in unmittelbarer Nachbarschaft derselben verhindert also der Widerstand allzu plötzliche Änderungen der Phase. In grösser Entfernung von derselben, wo w^2 gegen

$$\left(\frac{1}{\omega C} - \omega L_2\right)^2$$

vernachlässigt werden darf, ist sein Einfluss der umgekehrte.

Analog liegen die Verhältnisse bei offenen Resonatoren.

Für einen geradlinigen Draht oder eine Spule, deren eines Ende an einen Erregerkreis angeschlossen und deren anderes Ende frei ist, gilt folgender Ausdruck für den Phasenwinkel zwischen End- und Anfangsspannung.[1])

$$tg\varphi = tg\,bl\,\frac{e^{al} - e^{-al}}{e^{al} + e^{-al}}\,.$$

Wird die Dämpfung vernachlässigt, so wird

$$tg\varphi = tg\,bl \times 0$$

und der Winkel selbst gleich 0^0 oder 180^0. Der Sprung von dem einen Wert nach dem anderen erfolgt wiederum in der Resonanzlage. Für diese ist nämlich $tg\,bl = +\infty$.

1) E. T. Z. 1901, Heft 29, S. 582, Gl. 7.

Da die Gleichungen für elektrische und mechanische Schwingungen der Form nach einander gleich sind, so gelten obige Schlussfolgerungen offenbar auch für die Schwingungen materieller Körper. Analoge Gebilde sind: Thomsonscher Kreis und physisches Pendel, geradliniger Draht oder Spule und Saite oder Pfeife.

Versuche.

In Bezug auf die Einzelheiten der Versuchsanordnung und die Konstruktion des benutzten Instrumentariums sei auf die oben erwähnte Veröffentlichung verwiesen.

1. Man schalte zwei kongruente Spulen parallel zueinander an den Erregerkreis an und stelle die Selbstinduktion mittels des Rollenkontaktes so ein, dass die Spulen in lebhafte Schwingungen geraten.

Nähert man die Köpfe beider Spulen, so geht die Büschelentladung vorzugsweise nach den abgewendeten Seiten, ein Zeichen, dass an den Enden der Spulen in jedem Augenblicke Spannungen von gleichem Vorzeichen herrschen. Das Experiment ist in etwas abgeänderter Form in Fig. 2 dargestellt. Um nämlich die Spulen nicht gegeneinander neigen zu müssen, sind dort kurze Drahtstücke aufgesetzt, an welchen die Erscheinung beobachtet wird. Man sieht, auch hier tritt die Strahlung mit überwiegender

Stärke an den abgewendeten Enden der Drähte auf. Dreht man die Spulen um 90^0 oder entfernt die eine, so wird das Bild der Büschelentladung symmetrisch.

2. Man belaste die eine Spule mit einer kleinen Kapazität, etwa einem Stückchen Stanniolpapier oder Draht, und sofort werden Funken nach der anderen Spule übergehen.

In dem in Fig. 3 wiedergegebenen Experiment ist das Stanniolblatt ziemlich gross gewählt, um einen kräftigen Funkenstrom zu erhalten. Die Erregerschwingung stellt man zweckmässigerweise so ein, dass sie in der Mitte zwischen der Eigenschwingung der freien und belasteten Spule liegt. Die Funkenlänge zwischen den beiden Drähten beträgt dann fast das Doppelte von derjenigen der einzelnen Spulen gegen Erde gemessen, ein Beweis, dass zwischen den Spannungen eine Phasendifferenz von nahezu 180^0 besteht.

3. Dieselben Erscheinungen wie unter 1. und 2. lassen sich wenn auch mit verminderter Deutlichkeit hervorrufen, indem man die zweite Spule durch das Feld der ersten erregt. Beide Spulen bleiben oben frei. Berührt man Spule 2 unten mit der Hand und bringt sie in die Nähe von Spule 1, so leuchten beide Spulen auf. Ist die Erregerschwingung schneller als der Eigenschwingung der Spulen entspricht, so tritt bei sehr grosser Annäherung eine Schwächung und unter Umständen ein völliges Verschwinden des Büschellichtes ein. Durch Veränderung der Erregerschwingung lässt sich dasselbe indessen wieder hervorrufen und es lässt sich stets eine Stellung der veränderlichen Selbstinduktion finden, wo die Lichtbüschel beider Spulen einander abstossen, wie bei dem Versuch unter 1. Die Komplikation des Versuches rührt offenbar her von der mit der Annäherung beider Spulen verbundenen stärkeren Koppelung und gegenseitigen Beeinflussung in Bezug auf Amplitude und Phase.

Stellt man die Erregerschwingung tiefer ein, als der Eigenschwingung der Spulen entspricht, so genügt eine mässige Annäherung beider Spulen, um einen kräftigen Funkenstrom zwischen denselben hervorzubringen wie bei dem Versuche unter 2.

Die beiden vorstehenden Versuche lassen sich noch dadurch variieren, dass man die Eigenschwingung der einen oder der anderen Spule durch Anhängen einer Kapazität vertieft.

4. Die Schirmwirkung von Blitzableitern, Pardunen und anderen Luftleitern, welche zwischen Sende- und Fangdraht liegen, ist bisher von vornherein als eine feststehende Thatsache angenommen worden. Man spricht von einer Reflexion und Absorption von Energie. Die Allgemeingültigkeit dieser aus der Akustik und Optik übernommenen Vorstellungen wird durch das folgende Experiment stark in Zweifel gestellt.

Führt man nämlich zwischen Sende- und Fangspule eine dritte Spule ein, deren Eigenschwingung etwas tiefer ist als die Erregerschwingung, so wird dadurch die auf die Fangspule übertragene Energie nicht vermindert, sondern vermehrt. Statt einer Schirmwirkung tritt eine Art Saugwirkung nach der Richtung der Fangspule ein. Die Erklärung ergiebt sich aus dem theoretischen Teil und den vorhergehenden Experimenten. Die Saugspule schwingt in gleicher Phase wie die Sendespule und verstärkt dadurch deren Feld.

Zur Demonstration der Erscheinung wähle man die drei gelben Spulen, setze auf die Fangspule die Geisslersche Röhre, stelle die Erregerschwingung etwas schneller ein, als den Spulen entspricht, lasse die Fangspule unten von einem Gehilfen mit der Hand berühren, und achte auf die Helligkeit der Geisslerschen Röhre. Führt man jetzt die dritte Spule ein, so wird die Leuchtkraft der Röhre verstärkt.

Als Gegenexperiment stelle man die Erregerschwingung etwas zu tief ein und man wird eine deutliche Schirmwirkung beobachten.

Sollte der saug- und schirmwirkende Einfluss der dritten Spule nicht genügend scharf zu erkennen sein, so liegt dies an einer mangelhaften Ausbalancierung der Spule durch den menschlichen Körper. In diesem Falle führe man eine gute Erdleitung nach den unteren Enden der Spulen 3 und 2.

Wieweit sich in der drahtlosen Telegraphie diese Erscheinungen verwerten lassen, kann erst durch im grösseren Umfange angestellte Versuche im Gelände entschieden werden. Sollte die Saugwirkung in praxi mit gleicher Deutlichkeit auftreten, wie bei meinen Versuchen. so würde sich dadurch weniger wohl eine gerichtete Telegraphie[1]) als eine grössere Übertragungsweite besonders in gebirgigen Gegenden durch Anlegen geeigneter, unbedienter Zwischenstationen erreichen lassen.

5. Die Labilität der Phase mechanischer Schwingungen lässt sich recht schön mit Hilfe der „sympathischen“ Pendel nachweisen. Schwingt das erregende Pendel für sich allein langsamer als das resonierende, so herrscht beim Zusammenschwingen Phasengleichheit, im umgekehrten Falle Phasenungleichheit. Zur Demonstration dienen zwei Fadenpendel von etwas verschiedener Länge, von denen ein jedes einmal als Erreger, das andere Mal als Resonator benutzt wird.

Auch für diesen Versuch hat der Mechaniker

1) Über die Anfänge einer solchen vergl. F. Braun, diese Zeitschrift 4, 363, 1903.

Ferdinand Ernecke, Berlin, ein geeignetes Modell hergestellt.

Berlin, Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

(Eingegangen 30. September 1903.)

Zur Frage der Fortpflanzung elektrischer Wellen in der Erdoberfläche.

Erwiderung auf Herrn E. Lechers Bemerkungen.

Von A. Voller.

In No. 26 dieser Zeitschrift (**4**, 722, 1903) macht Herr E. Lecher darauf aufmerksam, dass bei der meiner zweiten Versuchsreihe zu Grunde liegenden Anordnung eine Kondensatorwirkung zwischen der benutzten Kapazität und der Erde zustande komme, die einer Ausbreitung der Wellen in der Erdoberfläche entgegenwirke. Das ist prinzipiell ohne Zweifel richtig. Bei meinen Versuchen war jedoch die Lage der Kapazität eine solche, dass die entstehende Kondensatorwirkung ein Minimum wurde. Die Kapazität wurde durch ein beiderseits offenes Metallrohr von 20 cm Länge und 8 cm Durchmesser gebildet, welches mit dem einen Ende auf das Grundbrett des Senders gestellt wurde; die sich ladende Aussenfläche des Rohres, d. h. die eine Kondensatorfläche, stand somit rechtwinklig zur Erdoberfläche, d. h. zur anderen Kondensatorfläche; unter diesen Umständen war die Kondensatorwirkung nur gering. Immerhin ist zuzugeben, dass diese Wirkung zu der Verringerung der Tragweite der Wellen im Vergleich zur Antennenanordnung mit beigetragen haben kann.

Die von Herrn Lecher angeregte vergleichende Beobachtung der Fortpflanzungsweite der Wellen einerseits an der Erdoberfläche, andererseits senkrecht nach oben vermittels eines isoliert befestigten Fesselballons würde wahrscheinlich sehr geeignet sein, die Frage der Mitwirkung der Erdoberfläche weiter zu klären; leider sind aber derartige Versuche der grossen Kosten wegen nur schwer ausführbar.

(Eingegangen 27. Oktober 1903.)

BESPRECHUNGEN.

W. Herz, Chemische Verwandtschaftslehre. Die Lehre von den Gleichgewichten in homogenen und heterogenen Systemen und von der Reaktionsgeschwindigkeit. (Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge, 8. Band, Heft 10). 60 S. Stuttgart, Ferd. Enke. 1903. M. 1.20

Der Verfasser dieser in gedrängter Kürze abgefassten „chemischen Statik und Dynamik" hat sein Talent für derartige kurzgefasste Darstellungen aus den Gebieten der Chemie schon mehrfach in der Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge an den Tag gelegt, und so ist denn auch das vorliegende Büchlein zur Verbreitung allgemeiner Kenntnisse über das Gebiet der chemischen Massenwirkung wohl zu empfehlen. Es schliesst sich in vielen Punkten namentlich der Nernstschen Darstellung der chemischen Verwandtschaftslehre an und bezweckt in erster Linie, in den Kreisen der Chemiker die Kenntnis dieses Zweiges der physikalischen Chemie zu verbreiten. Hervorgegangen ist die kleine Monographie aus Vorlesungen des Verfassers an der Universität Breslau. Emil Bose.

(Eingegangen 19. September 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Am 14. Oktober starb in Kassel der Direktor der meteorologischen Station Professor Dr. Heinrich Moehl, 71 Jahre alt, am 23. Oktober der ehemalige Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule in Dresden, Dr. Nagel.

Der a. o Professor der Chemie an der Universität Bonn Dr. Alfred Partheil ist in derselben Eigenschaft an die Universität in Königsberg versetzt worden.

An der Technischen Hochschule zu Karlsruhe hat sich Dr. G. Hamel als Privatdozent für Mathematik und Mechanik niedergelassen.

Tagesereignisse.

Demnächst beginnt zu erscheinen im Verlage von Gebrüder Bornträger ein „Physikalisch-chemisches Centralblatt". Dasselbe soll ein internationales Referatenblatt für alle Teile der physikalischen Chemie samt den in weitestem Sinne gerechneten Grenzgebieten sein. Nach Möglichkeit wird angestrebt, daß die Autoren physikalisch-chemischer Arbeiten selbst das Referat über ihre Abhandlung einsenden sollen; erst soweit dies nicht geschieht, sollen durch geeignete andere Referenten die Referate besorgt werden. Das Blatt soll in 24 Heften von ca. je zwei Bogen erscheinen. Der Herausgeber des von einer großen Anzahl bedeutender Fachgenossen unterstützten Organs ist Privatdozent Dr. Rudolphi in Darmstadt.

Gesuche.

Städtisches höheres Technisches Institut zu Cöthen-Anhalt.

Physiker

gesucht. Die durch den Tod des bisherigen Inhabers erledigte Stelle eines Dozenten für Physik und Elektrizitätslehre an unserem Institut ist neu zu besetzen.

Die Bewerber haben abgeschlossene akademische Bildung nachzuweisen. Zeugnisabschriften, Lebensbeschreibung, Referenzen sind mit Angabe der Gehaltsforderungen an den Unterzeichneten einzusenden.

Cöthen-Anhalt, den 17. Oktober 1903.

Der Direktor des Städtischen Höheren Technischen Instituts Cöthen.
Dr. A. von Wurstemberger.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.